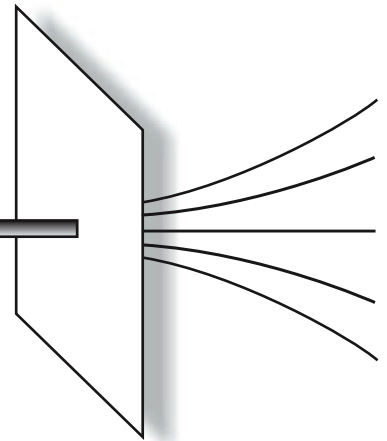


**I**nstitut für

**K**ernphysik

**F**rankfurt



## *Jahresbericht 2003*



# Institut für Kernphysik

der Johann Wolfgang Goethe-Universität  
Frankfurt am Main

Jahresbericht 2003

IKF-64

IKF Jahresbericht 2003

Redaktion:

Prof. Horst Schmidt-Böcking    Claudia Freudenberger

Versand:

[bibliothek@ikf.uni-frankfurt.de](mailto:bibliothek@ikf.uni-frankfurt.de)

Tel: 069-7982 4213

<http://www.ikf.physik.uni-frankfurt.de>



# Inhaltsverzeichnis

<b>Vorwort</b> .....	9
----------------------	---

## **Berichte über wissenschaftliche Arbeiten**

### **Kernphysik**

Azimuthal emission pattern of $K^+$ and of $K^-$ in Heavy Ion Collisions at SIS energies.....	13
Multistrange Particles in Nuclear Collisions at SPS energies .....	15
Hadron and Dielectron in C+C Collisions at 2 A GeV .....	17
Two Pion Correlations in Central Pb+Pb Collisions at SPS Energies .....	20
The ALICE High-Level Trigger .....	21

### **Atomphysik**

Transferionisation in langsamen und schnellen $He^{2+}$ - He-Stößen .....	22
Transferionisation in Stößen von mehrfachgeladenen langsamen und schnellen Ionen mit Helium .....	23
Elektroneneinfang in Protonen aus $D_2$ - Molekülen .....	24
Dissoziativer Elektroneneinfang .....	25
Eindeutiger Nachweis eines neuartigen elektronischen Zerfallsmechanismus: Direkte experimentelle Beobachtungen von “Interatomic Coulombic Decay” .....	26
Gerade und ungerade Amplitude der Photodoppelionisation von Helium 100 eV und 450 eV über der Doppelionisationsschwelle .....	27
Doppelt hoch angeregte Zustände von Helium: Partielle Wirkungsquerschnitte und Winkelverteilungen .....	29
Vibrationsaufgelöste K-Schalen Photoionisation von Kohlenmonoxid mit zirkular polarisiertem Licht .....	30
Auf der Suche nach “nondipole” -Effekten bei der K-Schalen-Photoionisation von Kohlenmonoxid .....	32
Ionisation und Anregung von Wasserstoff- und Deuteriummolekülen mit Synchrotronstrahlung .....	34
Hochenergetische Elektronen in der Doppelionisation von $D_2$ in starken Laserfeldern .....	35
New phenomenon in expansion of solid $^4He$ into vacuum .....	36
Der Einfluss von Metall-Dielektrikum Übergängen in der Plasmakammer der 14 GHz EZR-Ionenquelle .....	38
Extension of the ESR electron spectrometer into the few 100 keV range .....	39
Upgrade of an electrostatic toroidal electron energy analyzer .....	40
Zwei-Elektronen-Photoemission von Cu(111) .....	41
Magnetic Substate Population for Electron Capture into Bare Uranium Investigated in Atomic Collisions at Low Energies .....	43

Polarization Studies for Radiative Recombination into High-Z Ions .....	44
The Grund-State Lamb Shift in H-like Uranium .....	45
Atomic Physics Research with Heavy Stable and Radioactive Ions The Stored Particle Atomic Research Collaboration (SPARC) .....	46
Using a microcalorimeter to measure the Lamb shift in hydronic gold and uranium on cooled, decelerated ion beams .....	49
On the measurement of the spin-polarization of highly-charged ions .....	50
Polarization transfer in heavy hydrogen-like ions following the radiative capture of electrons .....	51
Electron Loss from 1.4 MeV/u U <sup>4,6,10+</sup> Ions .....	52
Laser cooling of relativistic heavy ion beams .....	53

## Materialforschung

A Channeling Microscope for Nuclear and Atomic Reactions in Thin Films .....	55
Die quantitative Rolle der Fluorbehandlung an der Oberfläche zur Verbesserung der Oxidationsbeständigkeit von TiAl an der Luft .....	59
Herstellung von Si-C-N-Schichten mit homogener N-Tiefenverteilung mittels HF-Magnetronspütern und anschließender N-Ionenimplantation .....	62
Fabrication of Silicon Nanostructures by Atomic Self-assembly .....	64
Formation of SiC nanoboulders on silicon- A Low Energy Carbon Implantation an Electron Beam Rapid Thermal Annealing Study .....	65
Crystallization Behaviour of Amorphous Si <sub>3</sub> N <sub>4</sub> Films at High Temperatures .....	67
Messung des Wirkungsquerschnitts der Reaktion <sup>15</sup> N( $\alpha$ , $\alpha$ ) <sup>15</sup> N im Bereich von 3.2 MeV bis 3.55 MeV .....	69
Massenspektrometrie von elektrisch leitenden und nichtleitenden Materialien mittels pulsartiger Hochfrequenz-Funken- bzw. Nd:YAG-Laseranregung .....	70
Spark Source Mass Spectrometric Analysis of Low Carbon Contents in Crystalline Silicon .....	71
Channeling mit nichtkollimierten Ionen .....	73
Altersbestimmung und Materialzuordnung einiger archäologischer Artefakte .....	74

## Apparative Entwicklungen

Gasrückgewinnungssystem für D <sub>2</sub> -Gas.....	76
Neues von der Hochdruck-Ionenquelle .....	77
Entwicklung eines neuen COLTRIMS Spektrometers .....	78
Erweiterung und Verbesserung am COLTRIMS-XXL-Projekt .....	79
Ein Tandembeschleuniger zur Untersuchung von Potentialspütern und Plasmapotential der EZR-Quelle .....	80

Arbeiten an der 14GHz-EZR-(ve)RFQ Anlage des Instituts .....	81
Datenaufnahme- und analyse der Emittanz-/Profilmonitore an der 14GHz EZR-(ve) RFQ Anlage des Instituts .....	82
Teststand für die Ausleseelektronik der ALICE TPC <sup>(B,G)</sup> .....	83
ALICE TPC: Precision Drift Velocity Measurements <sup>(B,G)</sup> .....	84
Entwicklung einer auf dem Profibus basierenden Steuerung für die Gating-Grid-Pulser der ALICE-TPC .....	85
 <b>IKF Einrichtungen</b>	
Ausbau und Erneuerung der Versuche des fortgeschrittenen Praktikums.....	86
Beschleuniger .....	87
Werkstätten: Feinmechanik, Schlosserei .....	88
Elektronik .....	89
Bibliothek .....	90
 <b>Veröffentlichungen</b>	
Veröffentlichungen .....	93
Electronic Publishing .....	101
Konferenzbeiträge, Vorträge .....	102
Dissertationen/Diplomarbeiten .....	108
 <b>Personalia</b>	
Mitarbeiter .....	109
Preisträger.....	109
 <b>Aktivitäten der wiss. Mitarbeiter</b>	
Mitarbeit in Gremien, Gutachtertätigkeit, Mitarbeit als Co-Editor von Zeitschriften, Referee bei Zeitschriften .....	111
Tagungsorganisation .....	112
Forschungsaufenthalte und Konferenzteilnahmen .....	114
Gäste am IKF .....	115
<b>Kollaborationen</b> .....	119
<b>Pressesspiegel</b> .....	126
<b>Anhang: Betriebsausflug, Umzug Riedberg</b> .....	127
<b>IKF - Adressen und Lageplan</b> .....	129
<b>Autorenindex</b> .....	131



## Vorwort

Mit diesem Jahresbericht legt das Institut für Kernphysik Rechenschaft über seine vielfältigen Aktivitäten in Forschung und Lehre ab. Einen Überblick über die Forschungsergebnisse geben, wie in jedem Jahr, die Kurzberichte, die den Hauptteil des Jahresberichtes bilden. Die wissenschaftlichen Ergebnisse sind in 126 wissenschaftlichen Publikationen dargestellt, davon 16 in Physical Review Letters. Die vollständigen Referenzen finden sich im Kapitel Publikationen.

Am IKF arbeiteten in 2003 29 Diplomanden und 40 Doktoranden. Es wurden in 2003 5 Diplomarbeiten und 7 Doktorarbeiten fertiggestellt. Diese erfreulichen Zahlen belegen, die auch für Studenten und Nachwuchswissenschaftler befruchtende Atmosphäre des IKF.

Neu berufen am Institut wurde Herr Dr. Christoph Blume als Juniorprofessor. Er arbeitet auf dem Gebiet der Hochenergie-Kernphysik. Als Habilitand gründete Herr Dr. Robert Grisenti eine neue Arbeitsgruppe im Bereich der Atomphysik.

Herr Professor Dr. Elze schied aus dem aktiven Dienst aus. Er hat über viele Jahre Forschung und Lehre am Institut geprägt.

In 2003 schieden viele langjährige Mitarbeiter des Institutes aus dem Dienst aus. Unser besonderer Dank gilt den in den wohlverdienten Ruhestand gegangenen Leitern der Werkstatt, der Elektronikabteilung und des Targetlabors, Herrn Zanger, Herrn Rüschmann und Herrn Dr. Waldschmidt.

Die Attraktivität und das internationale Ansehen des IKF wird unterstrichen durch die vielen Internationalen Gäste, die das Institut begrüßen durfte. Insbesondere bedanken wir uns bei Herrn Professor Yuri Demkov, St. Petersburg, für seinen sehr fruchtbaren einjährigen Gastaufenthalt am IKF sowie der DFG für die Finanzierung der Gastdozentur von Herrn Demkov im Rahmen des Mercator-Programmes.

Das IKF hat im Jahr 2003 über 2 Mio Euro an Drittmitteln für seine Projekte eingeworben. Wir danken allen Förderern und Fördernden Institutionen für diese Unterstützung. Die herausragende Stellung der Gesellschaft für Schwerionenforschung unter den Drittmittelgebern zeigt, die enge Verknüpfung auch der wissenschaftlichen Zielsetzung von GSI und IKF.

Wir danken folgenden Geldgebern für die großzügige Unterstützung der Arbeiten des Instituts:

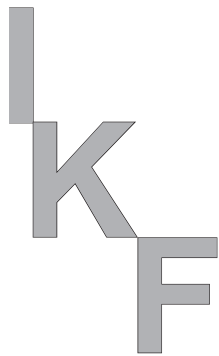
Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI),  
Darmstadt,  
Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG),  
Bundesministerium für Bildung und Forschung (BMBF),  
Europäische Gemeinschaft,  
Deutscher Akademischer Austauschdienst,  
DLR, Bonn,  
Hermann Willkomm-Stiftung, Frankfurt,  
W.E. Heraeus-Stiftung, Hanau,  
Alexander von Humboldt-Stiftung, Bonn,  
Roentdek GmbH, Kelkheim

Frankfurt im April 2004



Prof. Dr. R. Dörner  
Geschäftsführender Direktor





Kernphysik

Atomphysik

Materialforschung

Apparative Entwicklungen

IKF Einrichtungen







# Azimuthal emission pattern of $K^+$ and of $K^-$ in Heavy Ion Collisions at SIS energies

F.Uhlig<sup>1</sup>, A.Förster<sup>1</sup>, I.Böttcher<sup>4</sup>, E.Grosse<sup>6,7</sup>, P.Koczoń<sup>2</sup>, B.Kohlmeyer<sup>4</sup>, S.Lang<sup>1</sup>, M.Menzel<sup>4</sup>, L.Naumann<sup>6</sup>, H.Oeschler<sup>1</sup>, M.Płoskoń<sup>2</sup>, W.Scheinast<sup>6</sup>, A.Schmah<sup>1</sup>, T.Schuck<sup>3</sup>, E.Schwab<sup>2</sup>, P.Senger<sup>2</sup>, Y.Shin<sup>3</sup>, H.Ströbele<sup>3</sup>, C.Sturm<sup>1</sup>, A.Wagner<sup>6</sup>, and W.Waluś<sup>5</sup>

<sup>1</sup>TU Darmstadt; <sup>2</sup>GSI; <sup>3</sup>Univ. Frankfurt; <sup>4</sup>Univ. Marburg; <sup>5</sup>Univ. Cracow; <sup>6</sup>FZ Rossendorf; <sup>7</sup>TU Dresden

Relativistic heavy ion collisions provide a unique opportunity to study both the behavior of nuclear matter at high densities as well as the properties of hadrons within this dense nuclear medium. Strange mesons are considered to be sensitive to these in-medium effects.

The behavior of  $K^+$  and  $K^-$  is expected to be different due to two characteristic properties:

(i) Their interaction with nuclear matter:  $K^+$  are hardly absorbed in nuclear matter due to strangeness conservation. They contain an  $\bar{s}$ -quark and the probability that a  $K^+$  encounters a  $\Lambda$  or  $\Sigma$  is negligible.  $K^-$  on the contrary, can easily be absorbed on a nucleon converting it into a  $\Lambda$  or  $\Sigma$  and a pion. Consequently, the propagation of  $K^+$  and of  $K^-$  in nuclear matter is very different and should lead to different emission patterns for  $K^+$  and for  $K^-$ . The strangeness-exchange channel ( $\pi Y \leftrightarrow K^- N, Y = \Lambda, \Sigma$ ) can cause the absorption of  $K^-$  as well as an enhanced  $K^-$  production as suggested in [1, 2] and found in [3, 4].

(ii)  $K^+$  and  $K^-$  experience different potentials in nuclear matter: While the scalar potential acts attractively on both kaon species, the vector potential repels  $K^+$  and attracts  $K^-$ . For  $K^+$  these two contributions mainly cancel out each other leading to a small repulsive  $K^+N$  interaction. The superposition of both attractive interactions results in a strong attractive potential for  $K^-$  [5].

Our goal is to study the azimuthal distributions of  $K^+$  and  $K^-$  in nucleus nucleus collisions which are expected to be a sensitive observable for in-medium properties. Indeed, the azimuthal distribution of  $K^+$  and  $K^-$  turn out to be very different. For  $K^+$  we have already reported an unexpected out-of-plane enhancement in Au+Au collisions at 1.0 A-GeV [6]. This result is confirmed by new measurements presented here. In addition we show first data on the azimuthal distribution of  $K^-$ .

Two new measurements have been performed with the KaoS spectrometer: Ni+Ni at 1.93 A-GeV (both for  $K^+$  and for  $K^-$ ) and Au+Au at 1.5 A-GeV ( $K^+$  only). For comparison also the emission patterns of  $\pi^+$  are presented. The measurements were performed using an Au beam of 1.5 A-GeV impinging on an Au target (0.96 g/cm<sup>2</sup>) and a Ni beam of 1.93 A-GeV on a Ni target (0.68 g/cm<sup>2</sup>). The phase-space coverage is shown in Fig. 1 for  $K^+$  in Au+Au reactions at 1.5 A-GeV.

The particles were identified using the magnetic spectrometer KaoS and two hodoscopes were used for event characterization [7, 8]. The orientation of the event plane was reconstructed from the azimuthal emission angle of the charged projectile spectators with the transverse momentum method [9]. These particles were identified (up to  $Z = 8$ ) by their energy loss and their time of flight as measured with the small-angle hodoscope which is about 7 m

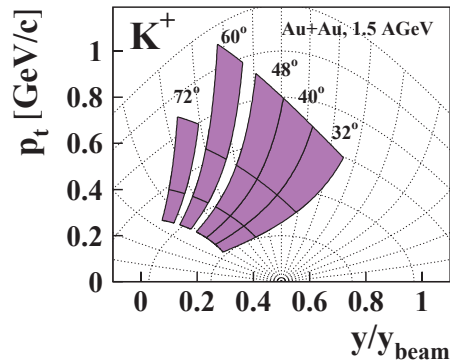


Figure 1: Phase-space coverage of  $K^+$  for the measurements of Au+Au reactions at 1.5 A-GeV. Shown are the different laboratory angles measured.

downstream from the target covering polar angles between  $0.5^\circ$  and  $11^\circ$ .

Figure 2 shows the azimuthal distribution of  $K^+$  and  $\pi^+$  for semi-central Au+Au collisions at 1.5 A-GeV. The distribution is corrected for the angular resolution of the reaction plane determination [8], which is  $\langle \Delta\Phi^2 \rangle^{1/2} = 37^\circ$  for the Au-system and  $\langle \Delta\Phi^2 \rangle^{1/2} = 61^\circ$  for the Ni-system. The data are fitted using the function

$$\frac{dN}{d\Phi} \sim 2 v_1 \cos(\phi) + 2 v_2 \cos(2\phi) \quad (1)$$

resulting in values for  $v_1$  and  $v_2$ , as given in the figures. **The coefficient  $v_1$  is subject to a systematical error of 0.04 which is due to the uncertainty of the beam position at the small angle hodoscope.**

Both  $\pi^+$  and  $K^+$  exhibit a pronounced out-of-plane enhancement. For  $\pi^+$  this can easily be interpreted as rescattering and absorption in agreement with previous observations [8]. This explanation cannot hold easily for  $K^+$  as their mean free path is rather long and one might expect only a moderate out-of-plane enhancement [10]. This experimental result is rather suggestive for a repulsive in-medium  $K^+N$  interaction [10, 11].

The study of Ni+Ni collisions has been performed at a higher incident energy of 1.93 A-GeV. The resulting higher production cross section for  $K^-$  provides an opportunity to study both kaon species. The data are shown in Fig. 3 along with  $\pi^+$  for semi-central Ni+Ni collisions. Both  $\pi^+$  and  $K^+$  follow the same trend already observed in Au+Au collisions. The values for  $v_2$  are smaller than in Au+Au as one might expect for the smaller system. In contrast to the  $\pi^+$  and  $K^+$ , the  $K^-$  show an in-plane enhancement.

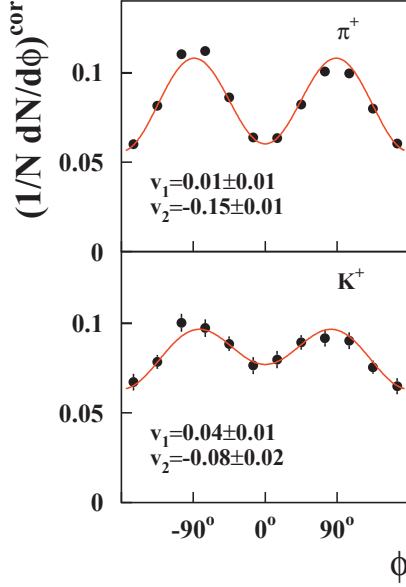


Figure 2: Azimuthal distribution of  $\pi^+$  and  $K^+$  for semi-central Au+Au collisions at 1.5 A-GeV. The data are corrected for the resolution of the reaction plane and correspond to impact parameters of  $5.9 \text{ fm} < b < 10.2 \text{ fm}$ , rapidities of  $0.3 < y/y_{beam} < 0.7$  and momenta of  $0.2 \text{ GeV}/c < p_t < 0.8 \text{ GeV}/c$ . The lines are fits with function (1) resulting in the values for  $v_1$  and  $v_2$  as given in the figure.

This “positive” (in-plane) elliptic flow of particles is observed for the first time in heavy-ion collisions at SIS energies. In contrast to this observation, one would expect a preferential out-of-plane emission (negative elliptic flow) of  $K^-$  mesons due to their large absorption cross section in spectator matter. However, as shown recently, the  $K^-$  are produced predominantly via strangeness-exchange reaction  $\Lambda\pi \rightarrow K^-N$  and consequently, the  $K^-$  are emitted later than the  $K^+$  which are produced together with the  $\Lambda$ . Therefore, the shadowing spectator might have moved away when the  $K^-$  emission occurs which would lead to a flat azimuthal distribution. Nevertheless, a late emission of  $K^-$  mesons cannot explain their elliptic in-plane flow pattern.

Recent transport calculations find such an effect when an attractive in-medium  $K^-$  potential is taken into account [12]. A quantitative comparison of our data to transport calculations is presently performed.

Recently, a new high-statistics measurement of the azimuthal distribution of  $K^-$  in Au+Au collisions at 1.5 A-GeV has been performed. These data are presently analyzed.

## References

- [1] C. M. Ko, Phys. Lett. B **138** (1984) 361.
- [2] C. Hartnack, H. Oeschler and J. Aichelin, Phys. Rev. Lett. **90** (2003) 102302.
- [3] H. Oeschler, J. Phys. G **27** (2001) 1.

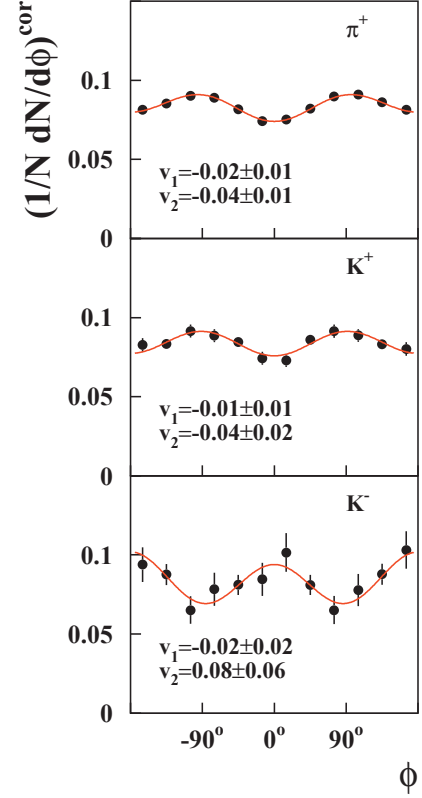


Figure 3: Azimuthal distribution of  $\pi^+$ ,  $K^+$  and  $K^-$  for semi-central Ni+Ni collisions at 1.93 A-GeV. The data are corrected for the resolution of the reaction plane and correspond to impact parameters of  $3.8 \text{ fm} < b < 6.5 \text{ fm}$ , rapidities of  $0.3 < y/y_{beam} < 0.7$  and momenta of  $0.2 \text{ GeV}/c < p_t < 0.8 \text{ GeV}/c$ . The lines are fits with function (1) resulting in the values for  $v_1$  and  $v_2$  as given in the figure.

- [4] A. Förster, F. Uhlig et al., (KaoS Collaboration), Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 152301.
- [5] J. Schaffner et al., Nucl. Phys. A **625** (1997) 325.
- [6] Y. Shin et al., (KaoS Collaboration), Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 1576.
- [7] P. Senger et al., (KaoS Collaboration), Nucl. Instr. Meth. **A327** (1993) 393.
- [8] D. Brill et al., (KaoS Collaboration), Phys. Rev. Lett. **71** (1993) 336; D. Brill et al., (KaoS Collaboration), Z. Phys. A **355** (1996) 61; D. Brill et al., (KaoS Collaboration), Z. Phys. A **357** (1997) 207.
- [9] P. Danielewicz and G. Odyniec, Phys. Lett. **157B** (1984) 147
- [10] Li et al., Phys. Lett. B. **381** (1996) 17.
- [11] Z.S. Wang et al., Eur. Phys. J. A **5** (1999) 275.
- [12] A. Mishra et al., nucl-th/0402062

## Multistrange Particles in Nuclear Collisions at SPS energies

C. Alt<sup>1</sup>, L. Bete<sup>1</sup>, C. Blume<sup>1,2</sup>, R. Bramm<sup>1</sup>, P. Bunčić<sup>1</sup>, P. Dinkelaker<sup>1</sup>, D. Flierl<sup>1</sup>, V. Friese<sup>2</sup>, M. Gaździcki<sup>1</sup>, S. Kniege<sup>1</sup>, M. Kliemant<sup>1</sup>, I. Kraus<sup>2</sup>, B. Lungwitz<sup>1</sup>, C. Meurer<sup>2</sup>, M. Mitrovski<sup>1</sup>, R. Renford<sup>1</sup>, A. Richard<sup>1</sup>, A. Sandoval<sup>2</sup>, R. Stock<sup>1</sup>, H. Ströbele<sup>1</sup>, and A. Wetzler<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Universität Frankfurt; <sup>2</sup>GSI Darmstadt

The NA49 collaboration has taken high statistics data of Pb+Pb collisions at the CERN SPS in the energy range from 20 to 158 A·GeV. This contribution covers the production of the multistrange baryons  $\Xi$  and  $\Omega$  at 40 and 158 A·GeV [1, 2]. Identification of these multistrange baryons proceeds via their weak decays into a  $\Lambda$  hyperon and a negatively charged pion (kaon) for the  $\Xi^-$  ( $\Omega^-$ ). In a first step the characteristic  $V^0$  topology of the  $\Lambda$ -decay into proton and  $\pi^-$  is searched for. The momentum vector of the resulting  $\Lambda$ -candidates is derived from those of the assumed decay particles. The straight trajectory of  $\Lambda$ -candidates is paired with all negatively charged particles to locate the  $\Xi^-$  or  $\Omega^-$  decay vertex. For anti-particles the oppositely charged particles are used. Combinatorial background is reduced by geometrical cuts and particle mass selection based on energy loss measurements in the Time Projection Chambers. For details see [1, 2]. This procedure is not 100% efficient. Its losses and shortcomings are quantified by Monte Carlo simulation of the hyperon decays in the experimental setup and embedding of the resulting raw information into raw data of original events. Reconstruction of these special events with the standard analysis software is compared to the “hyperon input” to obtain corrections

factors and systematic error estimates.

Preliminary rapidity spectra of  $\Xi^-$  and  $\Omega^-$  are presented in Figs. 1 and 2. At the lower energy the sum of  $\Omega^-$  and  $\bar{\Omega}^+$  is shown. Filled symbols denote measured points and open ones are reflected at midrapidity. The rapidity spectra of  $\Omega$  at both energies and of  $\Xi^-$  at 40 A·GeV are parametrised by Gaussians as indicated by the full lines. The spectrum of  $\Xi$ s at 158 A·GeV is parametrised by the sum of two Gaussians displaced symmetrically with respect to midrapidity. We observe an increase of the width of the rapidity distributions with beam energy for  $\Xi$ s (FWHM from 2.3 to 2.5) and  $\Omega$ s (FWHM from 1.4 to 2.5). But we see no indication for a change of the shape. The measured rapidity spectra have been integrated to obtain the mean multiplicities in full phase space. For  $\Xi$  we observe  $\langle \Xi^- \rangle = 2.41 \pm 0.15$  at 40 A·GeV and  $4.12 \pm 0.2$  at 158 A·GeV. For Omegas  $\langle \Omega^- + \bar{\Omega}^+ \rangle = 0.20 \pm 0.03$  are found at 40 A·GeV and for  $\langle \Omega^- \rangle = 0.47 \pm 0.07$  at 158 A·GeV (errors are statistical only; systematic errors are of the order of 10%).

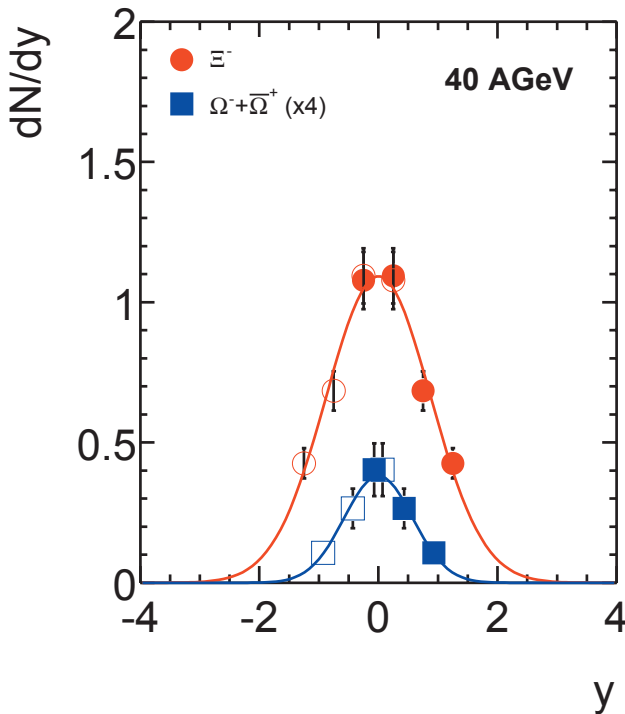


Figure 1: Rapidity distributions of  $\Xi^-$  (circles) and  $\Omega^- + \bar{\Omega}^+$  (squares) at 40 A·GeV.

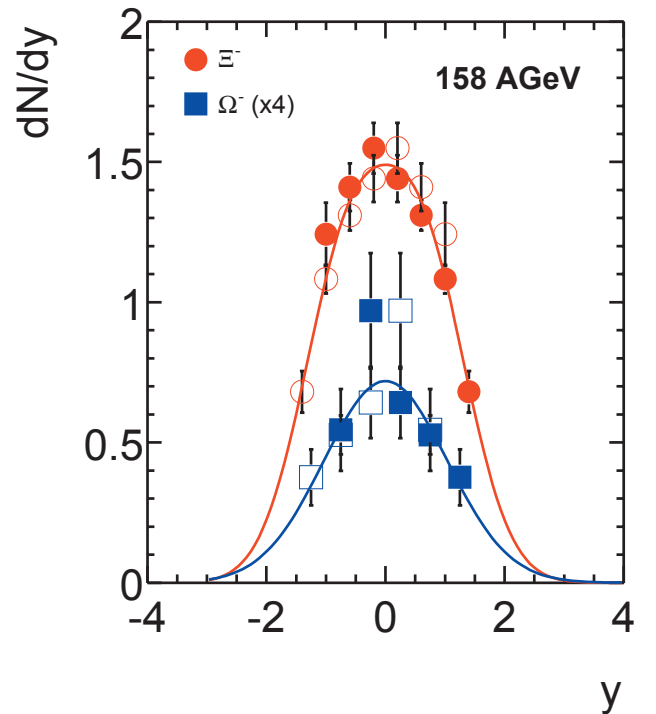


Figure 2: Rapidity distributions of  $\Xi^-$  (circles) and  $\Omega^-$  (squares) at 158 A·GeV.

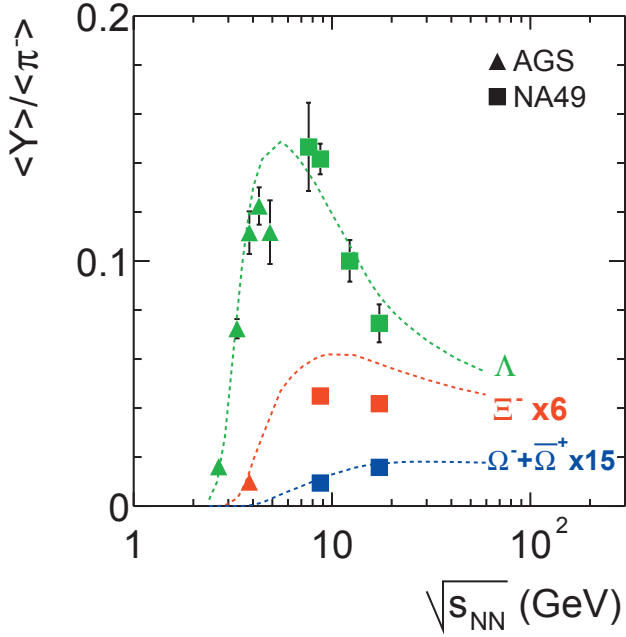


Figure 3: Energy dependence of  $\langle \Lambda \rangle / \langle \pi^- \rangle$ ,  $\langle \Xi^- \rangle / \langle \pi^- \rangle$  and  $\langle \Omega^- + \bar{\Omega}^+ \rangle / \langle \pi^- \rangle$  compared to a prediction of the Hadron Gas model[6]. For clarity the  $\langle \Xi^- \rangle / \langle \pi^- \rangle$  and  $\Omega$  data are scaled by factors of 6 and 15, respectively

The mean  $4\pi$  multiplicities of  $\Xi^-$  and  $\Omega^-$  are plotted as a function of the centre-of-mass energy in the corresponding nucleon-nucleon collision system in Fig. 3. For comparison we here include the corresponding distribution of  $\Lambda$ -hyperons[4]. All yields are divided by the mean multiplicity of the negatively charged pions at the same energy. The relative yield of  $\Lambda$ -hyperons which contain one strange and two light quarks -the latter stem mostly from the incident nucleons- exhibits a pronounced maximum around a beam energy of 30 A·GeV. In the distribution of the relative yields of  $\Xi^-$ -hyperons (which contain two strange and only one light quark) the maximum is still visible but to a much lesser extent. The energy dependence of the  $\langle \Omega^- + \bar{\Omega}^+ \rangle / \langle \pi^- \rangle$  ratio shows a monotonous increase. This systematic behavior is also seen in hadron-gas model calculations [5] as indicated by the dashed lines. The model includes the variation of the baryo-chemical potential and of the temperature with beam energy [5]. The quantitative agreement between model and experimental data is good for  $\Lambda$ - and  $\Omega^-$ -hyperons, whereas the  $\langle \Xi^- \rangle / \langle \pi^- \rangle$  ratio is generally lower in the data than in the model. The significance of this difference still needs to be evaluated. However, the role of the maximum relative strangeness content in heavy ion collisions around 30 A·GeV in the hyperon to pion ratio[5] is clearly born out in the data.

In Fig. 4 the midrapidity multiplicity density of  $\Xi^-$  hyperons is studied as function of centrality at 40 A·GeV. A pronounced increase from peripheral to mid-central collisions is followed by a saturation towards central reactions.

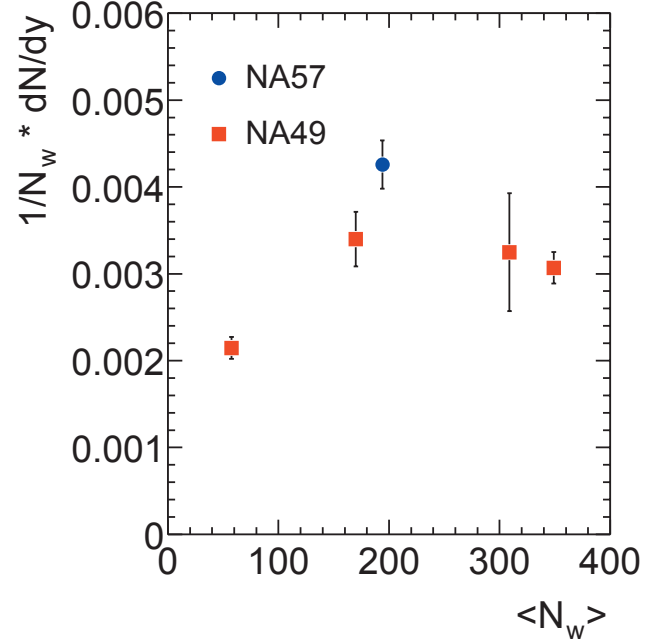


Figure 4: Centrality dependence of  $\Xi^-$  production in Pb+Pb collisions at 40 A·GeV at mid-rapidity. The squares show the measurement of NA49 compared to a measurement of NA57 (circle)[3]. All values are normalised to the number of wounded nucleons derived from a Glauber approach.[7]

Also shown is a single  $\Xi^-$  measurement from the experiment NA57 [3] which was obtained from the 40% most central collisions (filled circle). The NA49 data on the centrality dependence of  $\Xi^-$  production suggest that strangeness saturation occurs already in peripheral collisions (less than 160 wounded nucleons) as was already seen earlier in kaon and  $\Lambda$  production.

## References

- [1] C. Meurer, Diplomarbeit Frankfurt, 2003
- [2] M. Mitrovski, Diplomarbeit Frankfurt, 2004
- [3] D. Elia (NA57 collaboration), Nucl. Phys. A 715(2003)514 and private communication
- [4] C. Alt et al, NA49 collaboration, nucl-ex/0311024, submitted for publication in PRL
- [5] P. Braun-Munzinger, J. Cleymans, H. Schler and K. Redlich, Nucl. Phys. A697 (2002) 902
- [6] K. Redlich, private communication
- [7] R.J. Glauber and G. Matthiae, Nucl. Phys. B21(1970)135



# Hadron and Dielectron Production in C+C Collisions at 2 A-GeV

The HADES collaboration

## 1 Introduction

In summer 2003 all components of the HADES spectrometer have been installed except for two of the 24 Multiwire Drift Chambers (MDC) delivery of which is scheduled for 2004/2005. In this configuration the tracking system of HADES is completed in four out of six HADES sectors and ready to perform high-resolution measurement with an anticipated  $\Delta M/M = 1.5\%$  mass resolution. Therefore a series of proton-proton experiments have been scheduled in fall of 2003 and beginning of 2004. The goal of these experiments is to establish high resolution tracking and to measure calibration reactions like  $pp$  elastic scattering, as well exclusive meson production channels i.e  $\pi^0$ ,  $\eta$ . The latter ones are extremely important for the full understanding of the HADES dielectron reconstruction efficiency and second level trigger performance. In September 2003 we have installed for the first time the  $LH_2$  target for proton and pion experiments. The target, first trigger settings and background situation were commissioned in October 2003. A maximum beam intensity of  $2 \times 10^7$  protons/sec and trigger rates of  $5kHz$  have been achieved. Careful design of the target area allowed to obtain a very good ratio of full/empty target trigger rates of 10 : 1. The production physics run took place in February 2004.

In parallel the data obtained from C+C reaction at 2 A-GeV have been extensively studied. The recent two experimental runs in 2001 and 2002 with a total collected statistics of around  $5 \times 10^7$  (LVL1) and  $20 \times 10^7$  (56%LVL1 + 44% LVL2) events are analyzed. In the second run we used for the first time a second level trigger (LVL2) to select LVL1 events with electron candidate tracks. Selected preliminary results from these experiments are presented below.

## 2 Particle Production in C+C at 2 A-GeV

Particle identification in the HADES detector starts with track reconstruction in the Multiwire Drift Chambers (MDC). The inner MDC track segments are correlated with hits in the Time-of-Flight (TOF) wall and the Pre-Shower placed behind the magnetic field to form particle trajectories (no MDIII/IV information was used in the analysis presented here). Particle momenta are derived from the measured deflection in the magnetic field.

Particle identification in HADES is performed using a probabilistic approach. The basis of the method is a test of the hypothesis that the reconstructed track belongs to a certain type of particle (e.g., proton, charged pion, electron etc.). In the test the information from several measured variables and sub-detectors (i.e time of flight, energy deposition) is combined using probability density functions (PDF) that are determined by simulations for each variable and for all possible particle types. The particle identification (PID) probabilities are calculated taking into account the measured abundances of the different particles and the specific PDFs of measured variables. The identifi-

cation efficiency and selectivity achieved with this method is then evaluated in detailed simulations.

Hadron identification is performed on the basis of momentum as measured by the magnetic deflection, the velocity and energy loss as measured by the TOF detector. For the lepton identification, data from the RICH (Ring Imaging Cherenkov) and the Pre-Shower detectors are used in addition.

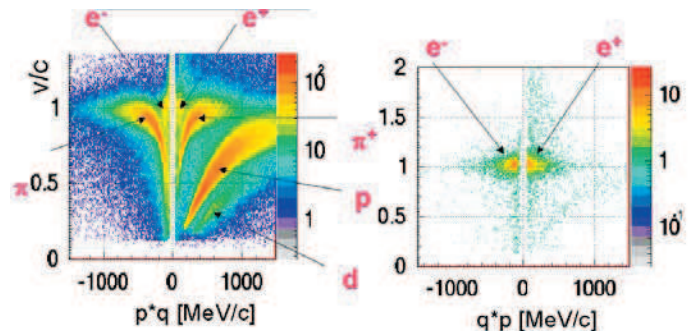


Figure 1: **Left** Correlation between velocity and signed(charge) momentum for all reconstructed tracks from C+C collisions at 2 A-GeV. Pion and proton branches are clearly resolved. **Right**: same as on the left but with the additional condition that an electron was identified. The intensity scale is logarithmic.

The principle of the particle identification is illustrated in Figure 1. Particles with different mass fill different region in the velocity vs momentum distribution shown on the left hand side. The pronounced maxima correspond to positive/negative pions and protons. The analysis shows that pions can be separated from protons up to momenta of  $p < 1000 MeV/c$  with purity better then 80%. Electron identification can be achieved only if the RICH electron condition is switched on, as shown on the right side of Figure 1. Detailed investigations of measured electron distributions and dedicated Monte Carlo simulations using the URQMD event generator, reveal that the residual contamination of hadronic background is less than 2% and the purity of electron reconstruction is around 90%. The remaining 10% is electron misidentification that can be attributed, in addition to the mentioned hadron contribution, to fake combinations of inner MDC track segments with the hits in the TOF/Shower detectors. This fake contribution is expected to be significantly reduced once the MDIII/IV information is included in the analysis of the November 2002 data.

Absolute proton and pion yields were extracted from the data. The correction factors accounting for the geometrical acceptance and the efficiency of detectors and the tracking method were obtained via simulations. As an example of our hadron analysis results we show on Figure 2 the transverse mass distribution of positively charged pions measured at midrapidity,  $d\sigma/dm_t \cdot 1/m_t^2$ . The solid

line shows a thermal fit with two slopes ( $T_1 = 41 \pm 3$  and  $T_2 = 87 \pm 3$  MeV) which describe our data better than a fit with one component only. Similar conclusions can also be derived from the analysis of negative pion distributions, in agreement with previous data on pion production for the same system and similar energy [1]. The average number of participants in the events selected by the 1st level trigger (LVL1) was estimated from URQMD simulations to be  $A_{part} = 8.6$ . The preliminary pion yield per participant extrapolated to  $4\pi$  is  $N_p/A_{part} = 0.148 \pm 0.015$ , where  $N_p/A_{part}$  is the average of the yields of positively and negatively charged pions. This value is in a good agreement with the previous result measured by the TAPS detector for neutral pions as  $0.138 \pm 0.014$  [2].

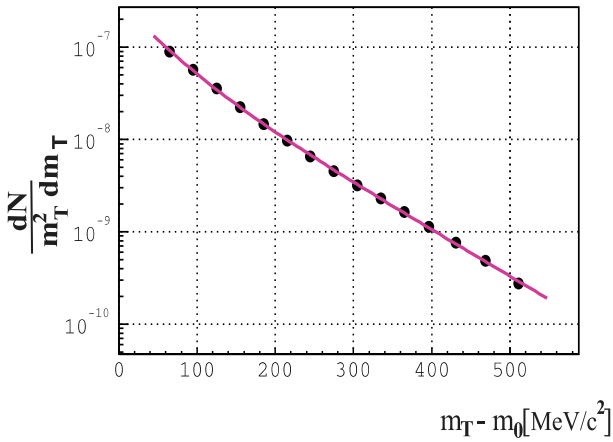


Figure 2: : Transverse mass distribution of positively charged pions in C+C collisions at 2 A·GeV. The solid line is a thermal fit with the two slope parameters 41 and 84 MeV.

The yields and shapes of the momentum spectra of electrons and positrons (not shown) are very similar with average multiplicities of  $2 \cdot 10^{-2}$  per LVL1 event. The measured spectra agree in shape with the ones obtained from simulation but their integral is by  $\sim 25\%$  lower. The simulation is based on URQMD events with realistic trigger conditions the particles of which are tracked through the HADES detectors leading to digitized raw data. These simulated events were then reconstructed by the standard analysis software chain. This finding and studies of single electron identification capabilities indicate that with the current analysis procedure the inefficiency amounts to 20%.

### 3 Dielectron Production in C+C at 2 A·GeV

From the identified electrons and positrons we have constructed unlike ( $e^+e^-$ ) and like sign ( $e^+e^+$ ,  $e^-e^-$ ) pairs. Most of these pairs are uncorrelated and due to leptons from (different) photon conversions ( $\sim 60\%$ ) and Dalitz decays of  $\pi^0$  mesons ( $\sim 20\%$ ). For the further analysis we have used only pairs that contain lepton tracks producing well separated hits in all detectors with opening angles

larger than  $\Theta > 9^\circ$ . Furthermore, a powerful Close Pair Rejection (CPR) method [3] has been applied to identify and reject those leptons which originate from (close) pairs that produce only one ring, only one cluster in the inner MDCs and have only one associated hit in the downstream TOF/Pre-Shower detectors (because the second low energy partner of the pair is deflected out of the detection system). The CPR uses information from the inner MDC system, like cluster size and number of contributed wires, and allows for efficient rejection of pairs with very small opening angle.

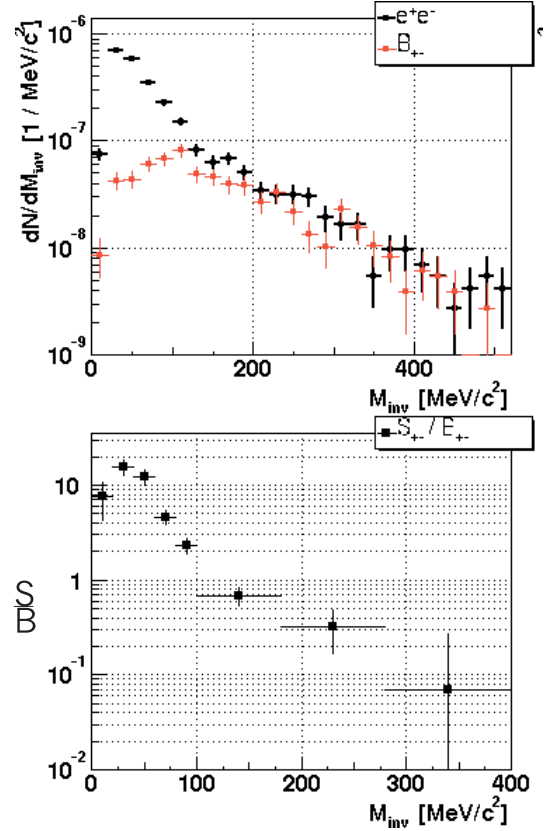


Figure 3: **Top:** Dielectron invariant mass distribution and Combinatorial Background (CB), calculated as described in the text. The distributions have been normalized to the number of LVL1 events. **Bottom:** Signal-to-background ratio after CB subtraction. These distributions are preliminary and subject to further corrections due to detector inefficiencies.

In order to evaluate the combinatorial background  $N_{CB}$  we have used like-sign pairs  $N_{++}$ ,  $N_{--}$  and the formula  $N_{CB} = 2\sqrt{N_{++} \cdot N_{--}}$ . Figure 3 (top) shows unlike sign invariant mass distributions together with the corresponding combinatorial background. The expected most dominant sources of dielectron signal pairs are  $\pi^0$ , and to a much smaller extent,  $\eta$  Dalitz decays. We observe indeed that the dominant signal (with signal to background ratio of  $S/B \sim 5$ ) is in the invariant mass region up to 150 MeV/c<sup>2</sup>. In the higher mass region we also observe a systematic excess of dielectron yield over the combinatorial background with an average  $S/B \sim 1 : 3$ . The total pair statistics, after subtraction of combinatorial background

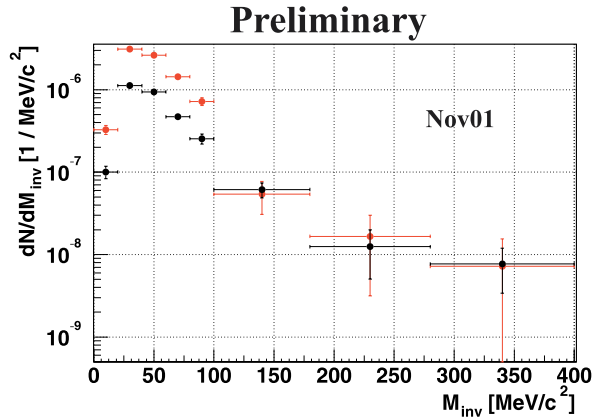


Figure 4: : Measured (black squares) and simulated (red dots) dielectron invariant mass distributions after CB subtraction normalized to the average number of charged pions. The error bars indicate statistical uncertainty. The systematic errors in this early analysis stage are estimated to be around 40%. These distributions are preliminary and subject to further corrections due to detector inefficiencies.

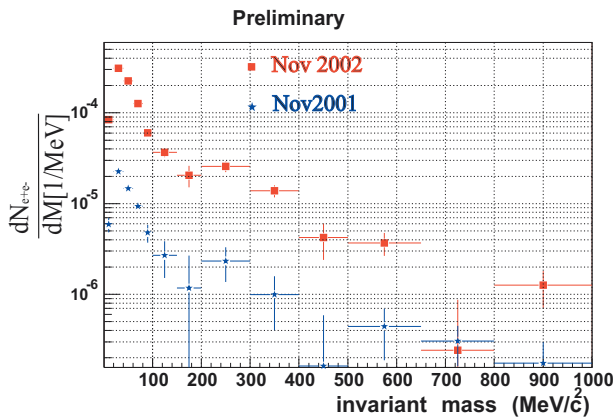


Figure 5: Comparison of dielectron invariant mass distributions (CB subtracted) normalized to the number of LVL1 events (November 2001) and the LVL2 events (November 2002 data). These distributions are preliminary and subject to further corrections due to detector inefficiencies.

and analysis cuts described above, amounts to  $\sim 2.5k$ . Figure 4 shows dielectron invariant mass distributions for data and simulation normalized to the average number of charged pions,  $0.5(N_{\pi^+} + N_{\pi^-})$ , determined from the same data set. It can be seen that in the low mass region ( $\pi^0$ -Dalitz) simulation overestimate data by a factor of  $\sim 2$  but in higher mass region simulation and data agree rather well. A significant part of this discrepancy can be traced back to the already mentioned differences in the single electron yields. However, detailed studies of dielectron analysis show additional differences in reconstruction efficiencies for very close tracks that need further investigations. On the other hand, both the HADES measurement of charged pions and the neutral pion yields from TAPS indicate that URQMD overestimates pion production by 20 – 30% at this energy. In order to disentangle the different sources of the discrepancy (elementary cross sections and electron identification efficiency) a dedicated calibration measure-

ment of exclusive  $\pi^0$  and  $\eta$  production in  $pp$  scattering is scheduled for February 2004. Analysis of the high statistics C+C data set from Nov02 will provide insight into lepton identification.

## 4 Second level Trigger Performance

The HADES second level trigger was fully operational during the beam-time of November 2002 where C+C reactions were measured at 2 A-GeV. Events which contain at least one electron candidate, i.e. a correlation between a RICH ring and a hit in the Pre-Shower or TOF within a broad azimuthal window were positively triggered, with an event reduction by a factor 12. It has been estimated that higher reductions, up to a factor 20 are achievable without further loss of efficiency. A preliminary analysis of the collected data allows an estimation of the second level trigger performance. Due to a more restrictive implementation of the ring recognition algorithm, a single electron efficiency of 62% was calculated, while 84% efficiency was estimated for dielectrons with opening angle larger than  $4^\circ$ , and 92% for opening angle larger than  $8^\circ$ . No physical bias was introduced in the data, since agreement between electron and dielectron spectra for triggered and untriggered events is observed. In the triggered events an enhancement by a factor 7.5 is found in the electron yield, and by a factor 11 in the (lepton) pair yield, with respect to the untriggered ones.

In Figure 5 the signal distributions after the combinatorial background subtraction are plotted for November 2001 and November 2002 data. The the former distributions (stars) is normalized to the number of LVL1 events. The dielectron invariant mass distribution obtained from the November 2002 data is normalized to the number of those events in which both electron candidates identified by the trigger can be associated to a charged particle trajectory found in the MDCs (LVL3). Otherwise the analysis procedures were the same as explained above with exception of the CPR method (not applied) and a pair opening angle cut of  $\Theta > 4^\circ$  (note different dielectron production probabilities). The higher statistics (factor of 10) was achieved thanks to the second level trigger. It allows to investigate dielectron production up to and beyond the  $\rho, \omega$  mass.

This work has been supported by GA CR 2002/00/1668 and GA AS CR IAA1048304 (Czech Republic), KBN 5p03B 140 20 (Poland), BMBF (Germany), INFN (Italy), CNRS/N2P3 (France), MCYT FPA2000-2041-C02-02 and XUGA PGIDT02PXIC20605PN (Spain), INTAS.

## References

- [1] A. Kugler et al., (HADES collaboration) Nucl.Phys. A734c(2004)78-81 and the contributions of P. Thusty, R. Holzmann, and J. Otwinowski (for the HADES collaboration) in Proceedings of the XLII International Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio, Italy, 2004, to be published.
- [2] R. Auerbeck PRC 68,024903(2003)
- [3] J. Bielcik Phd Thesis, Darmstadt; T. Eberl Phd Thesis, München; J. Otwinowski Phd Thesis, Cracow.

## Two pion correlations in central Pb+Pb collisions at SPS energies

C. Alt<sup>1</sup>, C. Blume<sup>1</sup>, P. Dinkelaker<sup>1</sup>, D. Flierl<sup>1</sup>, V. Friese<sup>2</sup>, M. Gaździcki<sup>1</sup>, S. Kniege<sup>1</sup>, I. Kraus<sup>2</sup>, M. Kliemant<sup>1</sup>, B. Lungwitz<sup>1</sup>, C. Meurer<sup>2</sup>, M. Mitrovski<sup>1</sup>, R. Renford<sup>1</sup>, A. Richard<sup>1</sup>, A. Sandoval<sup>2</sup>, R. Stock<sup>1</sup>, H. Ströbele<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Fachbereich Physik der Universität Frankfurt <sup>2</sup> GSI Darmstadt

Momenta of identical particles produced in heavy ion collisions are correlated due to basic principles of quantum theory. Especially, an interference pattern in the pair production probability for identical bosons is found. The observed enhancement of the correlation function at low relative momenta is referred to as Bose Einstein enhancement and originates from this interference. The width of the Bose Einstein peak is correlated with the spatial distribution of the emission points of the particles. Hence it is possible to derive information about the space time structure of the particle source by measuring the correlation function. After the pioneering work of Hanbury Brown and Twiss [1] the technique is often called HBT and the widths of the correlation function are often referred to as HBT radii.

The momentum difference is usually decomposed in 'out', 'side' and 'long' directions, where  $q_{long}$  corresponds to the momentum difference along the beam [2].  $q_{out}$  and  $q_{side}$  are measured in the transverse plane and correspond to the momentum difference parallel and perpendicular to the transverse momentum of the pair. A fit to the 3 dimensional correlation function thus yields values for the parameters  $R_{out}$ ,  $R_{side}$  and  $R_{long}$ . Hydrodynamical inspired models show that an expanding particle source causes the HBT radii to depend on the transverse momentum  $k_t$  of the particle pair [2]. Therefore, the parameters are usually determined in bins of  $k_t$  in order to quantify the strength of the collective motion.

The energy scan programme at CERN SPS allowed the NA49 collaboration to measure the HBT parameters at 20, 30, 40, 80, and 160 AGeV beam energy. In figure 1 the HBT parameters are shown as function of the center of mass energy of central heavy ion collisions. From the lowest AGS energies to the top RHIC energy and at all SPS energies the radii change only very little. Compared to the strong change in other observables - the number of particles per unit of rapidity grows two orders of magnitude - the saturation of the HBT radii is rather astonishing.

Since the initial energy density is higher at higher beam energies one would expect a stronger expansion. But also the  $k_t$  dependence of the HBT radii varies only little with energy. Figure 2 shows the  $k_t$  dependence for 20 and 160 AGeV. Currently there is no satisfying explanation for this observation, but ongoing discussion about the theoretical foundations of HBT and measurements at even higher energies at the LHC might help to solve this puzzle.

## References

- [1] R. Hanbury Brown and R.Q. Twiss, Nature **177**, (1956) 27
- [2] U. Heinz and U. Wiedemann, Phys. Rep. **319**, (1999) 145

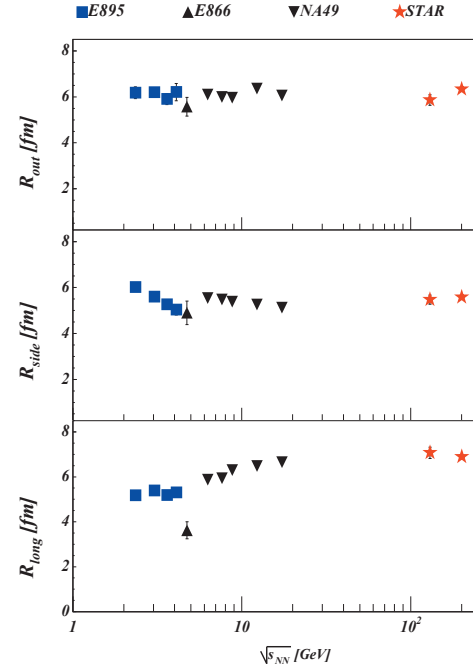


Figure 1: From AGS to RHIC: Energy dependence of HBT parameters in central heavy ion collisions in the central rapidity bin at  $k_t \sim 0.15 \text{ GeV}/c$ .

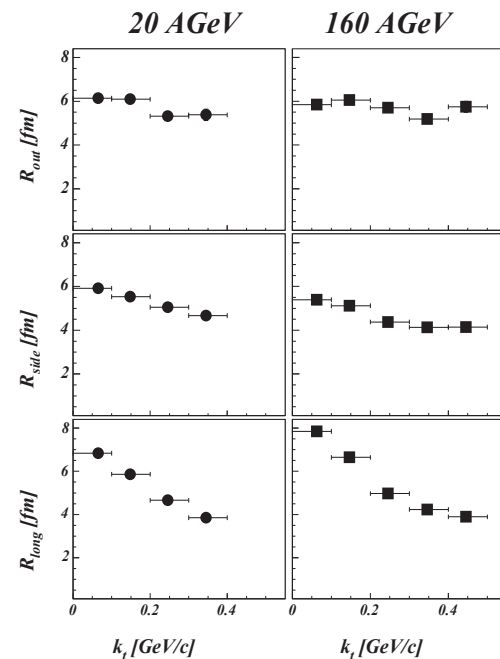


Figure 2:  $k_t$  dependence in central Pb+Pb collisions at 20 and 160 AGeV measured by the NA49 experiment.



# The ALICE High-Level Trigger

C. Loizides<sup>1</sup> and R. Stock<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Institut für Kernphysik Frankfurt

The ALICE experiment will investigate Pb–Pb collisions at a center of mass energy of about 5.5 TeV per nucleon pair and pp collisions at 14 TeV. Its detectors are optimized for heavy-ion reactions at an anticipated charged particle multiplicity of up to  $dN_{\text{ch}}/d\eta$  of 8000 in the central region [1]. The main central tracking detector, the Time Projection Chamber (TPC), is read out by about 600 000 channels, producing at most a data size of 75 MB per event for central Pb–Pb under extreme assumption and of 2.5 MB for pp collisions. The overall event rate is limited by the Data Acquisition (DAQ) bandwidth to the permanent storage system of 1.25 GB/s. Without further reduction or compression the ALICE TPC can only take central Pb–Pb events at up to 20 Hz. Significantly higher rates are possible by either selecting interesting (sub-) events, or compressing data efficiently by modeling techniques; both requiring real-time analysis of the detector information with a latency of the order of a few ms. To accomplish the pattern recognition tasks at an incoming data rate of 10–25 GB/s, a massive parallel computing system, the High-Level Trigger (HLT) system, is being designed [2].

The key requirement for the HLT system is the ability to perform the event analysis in real-time. Based on the extracted information, charge clusters and tracks, data reduction can be performed in different ways:

- **Trigger:** Generation and application of a software trigger capable of selecting interesting events from the input data stream.
- **Select:** Reduction in the size of the event data by selecting (sub-) events and/or region of interest (RoI).
- **Compression:** Reduction in the size of the event data by compression techniques.

Different online tracking schemes for the TPC have been evaluated [3, 4, 5]. The sequential approach, cluster finding followed by track finding, is applicable for pp and low multiplicity Pb–Pb data up to  $dN_{\text{ch}}/d\eta = 2000$  with more than 90% efficiency and might be extensible for higher particle densities. The timing results show that the desired rate of 1 kHz for pp and 200 Hz for Pb–Pb will be achievable. For multiplicities of  $dN_{\text{ch}}/d\eta \geq 4000$ , the iterative approach is foreseen using a track candidate finder to deconvolute overlapping clusters with a cluster fitter. For  $p_T > 0.5$  GeV a tracking efficiency of about 80% is achievable, but at very high computing costs. By compressing the data using data modeling techniques, the results for low multiplicity events show that with a loss of tracking efficiency of about 2% a compression ratio of up to 10% with respect to the original data sizes is achievable.

As such the HLT system will enable the ALICE TPC detector to operate at a rate up to a few hundred Hz for heavy-ion and up to 1 kHz for pp collisions. In order to increment the statistical significance of rare processes, dedi-

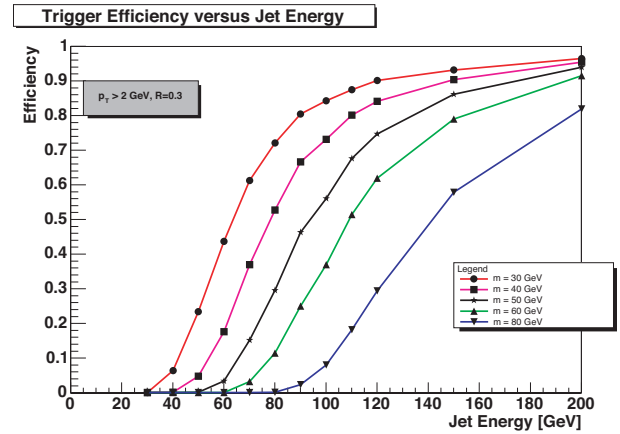


Figure 1: Trigger efficiency as a function of jet transversal energy for  $p_t \geq 2$  GeV and  $R = 0.3$  and different thresholds  $m = 30, 50, 60$  and  $80$  GeV; for mixed PYTHIA events with HIJING background.

cated triggers select candidate events or sub-events. Based upon the online reconstructed track parameters of the particles, events containing  $e^+e^-$  candidates from quarkonium decay or containing high energy jets are selected. In the case of low multiplicity events such as for pp collisions, the online reconstruction can be used to remove pile-up (superimposed) events from the trigger event.

For the case of high energy jets, we show in fig.1 the jet-trigger efficiency as a function of the jet energy. Jets simulated with PYTHIA for pp have been embedded into a Pb–Pb background from HIJING. For charged jets of 100 GeV the investigated algorithm triggers with an efficiency of around 50–70%. The corresponding accidental trigger rate for pure underlying events is around 2–4 events per second at 200 Hz central Pb–Pb rate [2].

## References

- [1] ALICE Collaboration, *Physics Performance Report*, Vol. I, CERN/LHCC/2003–049.
- [2] ALICE Collaboration, *Technical Design Report: Trigger, Data Acquisition, High-Level Trigger, Control System*, CERN/LHCC/2003–062.
- [3] C. Loizides *et. al.*, *Online Pattern Recognition for the ALICE High-Level Trigger*, submitted to IEEE Trans. Nucl. Sci. submitted to IEEE Trans. Nucl. Sci., arXiv:physics/0310052.
- [4] C. Loizides *et. al.*, *Real-time TPC Analysis with the ALICE High-Level Trigger*, submitted to IEEE Trans. Nucl. Sci. submitted to NIM, Section A, arXiv:physics/0403063.
- [5] A. Vestbø, *Fast Pattern Recognition and Data Compression for the ALICE High-Level Trigger*, Ph.D. thesis, 2004, to be published.

## Transferionisation in langsamen und schnellen $\text{He}^{2+}$ -He-Stößen

Markus S. Schöffler, J. Titze, L. Ph. H. Schmidt, O. Jagutzki, R. Dörner, H. Schmidt-Böcking

Totale Wirkungsquerschnitte für die Transferionisation



sind schon relativ lange und gut bekannt und dies auch über einen weiten Energiebereich. Je nach Projektilgeschwindigkeit sind die dominierenden Mechanismen höchst verschiedene. Bei niedrigen Energien dominiert die Ionisation im Zweizentrenpotenzial (Sattelpunktionisation), während bei höheren Energien der binäre Stoß bzw. der „Shake off“ zur Emission des zweiten Elektrons führt. Mit dem neuen COLTRIMS-XXL-Aufbau (COLd Target Recoil Ion Momentum Spectroscopy), der am Kanal 7 des 2,5 MV Van-de-Graff-Beschleunigers am IKF entstand [1], [2], wurde ein großer Bereich der Projektileinschussenergie (40 keV/u bis 630 keV/u) untersucht und die vollständig differenzielle Wirkungsquerschnitte gemessen.

Von Schmidt et al. wurden an der EZR-Quelle des IKF sehr langsame Stöße [3], [4] untersucht. Unter langsamen Stößen sind solche zu verstehen, bei denen die Projektilgeschwindigkeit geringer bzw. im Bereich der klassischen Orbitalgeschwindigkeit der Elektronen. Bei solchen Stößen bildet sich für kurze Zeit ein Quasimolekül ( $\text{He}_2^{2+}$ ) aus; die Elektronen können mehrfach zwischen Projektil- und Targetkern hin- und herwechseln, bis sie aus dem Zweizentrenpotenzial entkommen können.

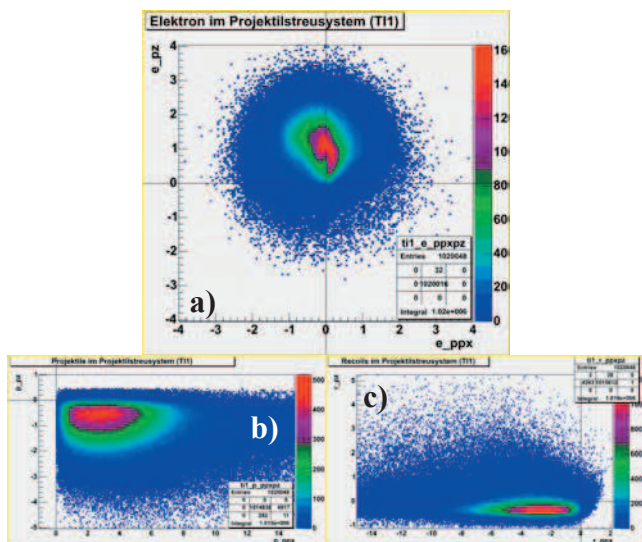


Abbildung 1: Fünffach-differenzieller Wirkungsquerschnitt für  $\text{He}^{2+}$  auf Helium bei einer Einschussenergie von 40 keV/u, gemessen für alle Streuwinkel. Die dargestellte Streuebene wird aufgespannt von der z-Achse und dem gestreuten Projektil. Dargestellt sind die Impulse für Elektron (a), Projektil (b) und Rückstoßion (c).

Die Impulse von Projektil und Rückstoßion kommen hier fast ausschließlich aus einer Streuung der beiden untereinander zustande, während das Elektron keinen nennenswerten Impulsübertrag auf Projektil oder Rückstoßion gibt.

Bei mittleren und hohen Geschwindigkeiten tritt dieser Prozess nicht mehr auf und ist auch nicht möglich. Wir konnten zwei weitere Prozesse identifizieren und voneinander separieren. Die erste Möglichkeit ist, dass es zu zwei unabhängigen Wechselwirkungen kommt; das erste Elektron wird eingefangen und das zweite durch einen weiteren Stoß emittiert. Der zweite Prozess beginnt auch wieder mit einem Elektroneneinfang. Allerdings wird hier das verbleibende Elektron durch einen „Shake off“, ähnlich dem aus der Photodoppelionisation bekannten Prozess, ins Kontinuum befördert (siehe Abb. 2).

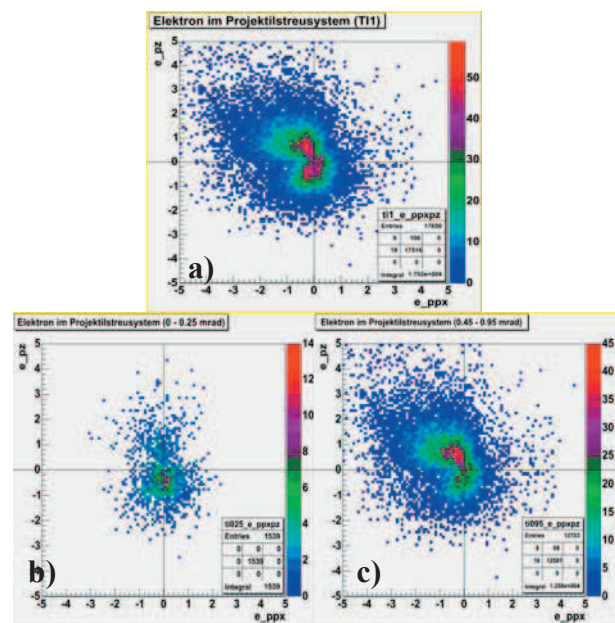


Abbildung 2: Fünffach-differenzieller Wirkungsquerschnitt für  $\text{He}^{2+}$  auf Helium bei Einschussenergien von 630 keV/u, gemessen für alle Streuwinkel. Die dargestellte Streuebene wird wiederum aufgespannt von der z-Achse (eigentliche Strahlung) und dem gestreuten Projektil (Impulsübertrag). Dargestellt sind die Impulse des Elektrons für verschiedene Streuwinkel; a) integral; b) < 0,25 mrad; c) > 0,45 mrad)

Wir danken der Deutschen Forschungsgesellschaft, dem Bundesministerium für Bildung und Forschung sowie der Firma Roentdek für die Förderung dieses Projektes.

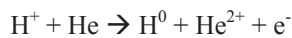
### Referenzen:

- [1] Schöffler et al, IKF-Jahresbericht 2001
- [2] Markus Schöffler. *Entwicklung und Aufbau eines Abbildungssystems zur Messung von Elektronen jenseits niedriger Energien*. Diplomarbeit, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt/Main, 2002
- [3] Schmidt et al, IKF-Jahresbericht 2000
- [4] Lothar Ph. H. Schmidt. *Effekte molekularer Symmetrien in der Elektronenemission bei langsamen  $\text{He}^{2+}$ -He-Stößen*, Doktorarbeit, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt/Main, 2000

# Transferionisation in Stößen von einfachgeladenen langsamen und schnellen Ionen mit Helium

Markus S. Schöffler, J. Titze, L. Ph. H. Schmidt, O. Jagutzki, R. Dörner, H. Schmidt-Böcking

Der kinematische Einfang in schnellen Ion-Atom-Stößen ist sensitiv auf die hohen Impulskomponenten der Grundzustandswellenfunktion. „Shake off“-Elektronen, emittiert nach einem Elektroneneinfang tragen Informationen der Elektron-Elektron-Korrelation [1], [2] und können sehr hohe Impulse besitzen. Für Projektilenergien von 60 keV/u, 100 keV/u, 150 keV/u, 300 keV/u und 630 keV/u wurde die Reaktion der Transferionisation (TI) untersucht. Als Projektile wurden  $H^+$ ,  $He^+$  und  $He^{2+}$  [3] verwendet, wobei letztere gesondert diskutiert werden.



bzw.



Mit einem Abbildungssystem nach dem COLTRIMS-Prinzip (COLd Target Recoil Ion Momentum Spectroscopy), dass uns die gleichzeitige Detektion von Elektronen bis 500 eV und Ion bis zu Impulsen von 10 a. u. mit nahezu dem vollen Raumwinkel von  $4\pi$  erlaubt [4], [5] wurden in zahlreichen – mit unter sehr langen – Messreihen, die vollständig differentiellen Wirkungsquerschnitte der Transferionisation bestimmt. Die genaue Analyse der Messdaten, die erst vor kurzer Zeit gemessen wurden, wird noch einige Zeit in Anspruch nehmen. Eine erste Analyse der Daten deutet auf verschiedenste Mechanismen der Transferionisation hin.

Bei niedrigen Geschwindigkeiten (60 keV/u = 1,55 a. u.) dominiert die Sattelpunktionisation (Ionisation aus dem Zweizentrenpotenzial). Allerdings treten noch nicht geklärte Unterschiede zwischen den verschiedenen Projektilen (Protonen und  $He^+$ ) auf, was auf unterschiedliche Wahrscheinlichkeiten verschiedener Prozesse (Sattelpunktionisation bzw. binärer Stoß) deutet. Siehe auch [3].

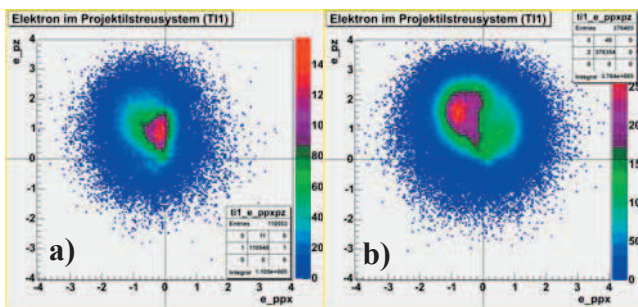


Abbildung 1: Fünffach-differenzieller Wirkungsquerschnitt für  $H^+$  a) bzw.  $He^+$  b) auf Helium bei einer Einschussenergie von 60 keV/u, gemessen für alle Streuwinkel. Die Impulse der Elektronen sind in der Streuebene dargestellt, die von der z-Achse (Strahlrichtung) und dem gestreuten Projektil (Impulsübertrag) aufgespannt wird.

Ab Projektilenergien von etwa 100 keV/u verschwindet die Sattelpunktionisation nahezu vollständig. Der nun dominante Reaktionskanal sieht wie folgt aus. Ein Elektron wird eingefangen und unabhängig davon wird das verbleibende

Elektron durch einen binären Stoß ins Kontinuum befördert (binary encounter = BE).

Mit noch weiter steigenden Projektilenergien, ab etwa 300 keV/u – abhängig vom verwendeten Projektil – tritt noch ein weiterer Reaktionskanal auf, nämlich der Elektroneneinfang gefolgt von einem „Shake-off“-Prozess des zweiten Elektrons. Dieser letzte Prozess, der auch als einziger auf eine Elektron-Elektron-Korrelation hinweist, wird erst bei sehr hohen Projektilenergien (630 keV/u) der dominante und ist u. a. dadurch leicht zu identifizieren, dass er nur bei kleinen Projektilstreuwinkeln auftritt, der Atomkern hier also nur Beobachter ist.

Die durch den Shake-off emittierten Elektronen weisen mit steigender Geschwindigkeit der Projektile (siehe Abb. 2) auch größere rückwärtige (!) Impulse auf; ein Resultat das in Übereinstimmung mit früheren Erkenntnissen unserer Gruppe steht [5] und auf eine starke Elektron-Elektron-Korrelation deutet. Der Impuls dieser Elektronen ist dabei unabhängig vom Projektil, ganz gleich, ob Protonen,  $He^+$  oder  $He^{2+}$  verwendet werden.

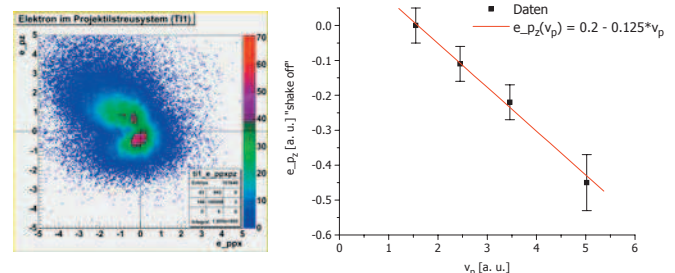


Abbildung 2 links: Elektronenimpulsverteilung in der Projektilstrebene für 630 keV/u  $He^+ + He$  integriert über alle Streuwinkel.

Abbildung 2 rechts: Rückwärtiger Impuls des „Shake-off“ Elektrons in Abhängigkeit der Projektilgeschwindigkeit, für das Stoßsystem Protonen auf Helium und für kleine Streuwinkel (0 – 0,25 mrad) mit einem linearen Fit.

Wir danken der Deutschen Forschungsgesellschaft, dem Bundesministerium für Bildung und Forschung sowie der Firma Roentdek für die Förderung dieses Projektes.

## Referenzen:

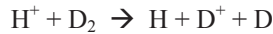
- [1] Mergel et al., Phys. Rev. Lett. **86**, 2257 – 2260 (2001)
- [2] Volker Mergel. *Dynamische Elektronenkorrelationen in Helium*. Doktorarbeit, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt/Main, 1996
- [3] Schöffler et al, dieser Jahresbericht (2003)
- [4] Schöffler et al, IKF-Jahresbericht 2001 & 2002
- [5] Markus Schöffler. *Entwicklung und Aufbau eines Abbildungssystems zur Messung von Elektronen jenseits niedriger Energien*. Diplomarbeit, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt/Main, 2002



## Elektroneneinfang in Protonen aus D<sub>2</sub>-Molekülen

J. Titze, M. Schöffler, A. Czasch, M. Hattaß, T. Jahnke, S. Schößler, L. Ph. H. Schmidt,  
O. Jagutzki, R. Dörner, H. Schmidt-Böcking

Im Rahmen einer Diplomarbeit wurde der Elektronentransfer in Stößen zwischen Deuterium-Molekülen und Protonen experimentell untersucht:



Es wurde der Frage nachgegangen, ob der zwei Zentren Charakter des molekularen Stoßpartners sich im Diffraktionsmuster der H-Projektile widerspiegelt. Aufgrund der Analogie zwischen einem Doppelspalt und den zwei ununterscheidbaren Streuzentren in einem homonuklearen diatomaren Molekül kann ein entsprechendes Interferenzmuster erwartet werden.

Der Elektronentransfer bietet die Möglichkeit Projektile, welche am Molekül gestreut haben, durch elektrostatische Trennung der Ladungszustände zu selektieren.

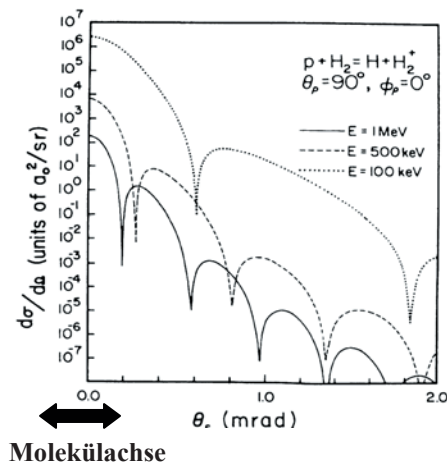


Abb.1: Projektilstreuwinkel gegen differentiellen Wirkungsquerschnitt für den Fall, dass die Molekülachse senkrecht zum Strahl steht und festgehalten wird. Das Verhältnis Maximum/Minimum wird kleiner mit wachsender Projektilenergie. Auch die Breite der Minima hängt von der Energie ab.

Es gibt Berechnungen der Interferenzstrukturen (Abb.1) für die Reaktion  $\text{p} + \text{H}_2 \rightarrow \text{H}^0 + \text{H}_2^+$  [1]. Ihr Ergebnis ist, dass die Strukturen nur zu sehen sind, wenn die Molekülachse festgehalten wird. Aus diesem Grund haben wir den Reaktionskanal vermessen, der eine schnelle Dissoziation des Moleküls zur Folge hat. Mit einem COLTRIMS-Aufbau (COLd Target Recoil Ion Momentum Spectroscopy) können die Impulse von Projektil in zwei und Rückstoßion in allen drei Raumrichtungen vollständig ermittelt werden. Über die Impulse der Rückstoßionen aus der Dissoziation lässt sich

die Stellung der Molekülachse im Raum bestimmen und festhalten.

Das Experiment wurde am Kanal 7 des 2,5-MeV-van-de-Graaf-Beschleunigers durchgeführt. Die Schwierigkeit bestand im Abwägen zwischen einer hinreichend guten Auflösung im Projektilstreuwinkel und einer akzeptablen Statistik. Die erforderliche Auflösung von ca. 0,2 mrad benötigt eine starke Kollimation. Der totale Wirkungsquerschnitt der Elektroneneinfang-Reaktion jedoch fällt im Bereich 0,1 – 1 MeV um ca.  $10^3$  ab. Um nun in annehmbarer Zeit ausreichende Statistik zu sammeln und zudem die gewünschte Auflösung zu erhalten, wurde ein elektrostatisches Quadrupoldublett in den Strahlengang des Projektils eingebaut. Dieses bildete den 1. Kollimator auf den Projektildetektor ab und ermöglicht eine Öffnung des 2. Kollimators um einen Faktor 3 [2]. Als Projektilenergie wurde die Minimalenergie des Beschleunigers gewählt, die er zu diesem Zeitpunkt leisten konnte, 300 keV, um die Minima aufgrund ihrer Breite tatsächlich im Streuwinkel zu sehen. Wir kreuzten den Protonenstrahl mit einem D<sub>2</sub>-Jet statt mit einem H<sub>2</sub>-Jets, um den Untergrund durch den Elektroneneinfang aus Wassermolekülen in die Protonen bereits in der Datenaufnahme zu unterdrücken.

Die Auswertung der Daten ist noch nicht abgeschlossen. Beim jetzigen Stand der Auswertung sind wegen des Untergrunds vermutlich keine Interferenzen zu sehen. Aus diesem Grund werden dieses Jahr noch weitere Messungen mit geringerer Projektilenergie (10-20 keV) folgen.

[1] N.C. Deb et al., Phys. Rev. A 38, 3769 (1988)

[2] M. Schöffler et al., Erweiterungen und Verbesserungen am Coltrims-XXL-Projekt, IKF-Jahresbericht 2003,

# Dissoziativer Elektroneneinfang

C. Wimmer, Lothar Ph. H. Schmidt, M. Trummel, K. E. Stiebing, R. Dörner, H. Schmidt-Böcking

Beim Elektroneneinfang in molekulare Projektile können alle molekularen Eigenzustände besetzt werden, so daß immer ein dissoziativer Anteil von Reaktionen zu beobachten ist. Bei  $H_2^+$  dominiert der Einfang in den  $1s\sigma$ -Grundzustand und somit bleibt das Molekül meist intakt.

Es wurden kinematisch vollständige Messungen zur Reaktion



am Atomphysik-Kanal der EZR-RFQ-Anlage des IKF durchgeführt. Diese haben eine deutliche Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes vom Winkel  $\alpha$  gezeigt, wobei  $\alpha$  den Winkel zwischen der Molekülachse zur Strahlrichtung bezeichnet. Ein Hauptaugenmerk wurde in der Auswertung auf die Betrachtung des Experiments in inverser Kinematik gelegt. Dazu betrachtet man das Molekül als ruhend in einem Bezugssystem, im dem sich das Heliumatom auf das Molekül zubewegt. Hier lassen sich nun verschiedene Fälle betrachten: bei einer Orientierung der Molekülachse senkrecht zur Strahlrichtung kann man das Streusystem als ein Analogon zu einem optischen Doppelspalt betrachten: das Heliumatom kann an jedem der beiden Atome streuen, diese beiden sich überlagernden Möglichkeiten erzeugen ein Interferenzmuster ähnlich dem eines Doppelspaltes (*Abbildung 1a*).

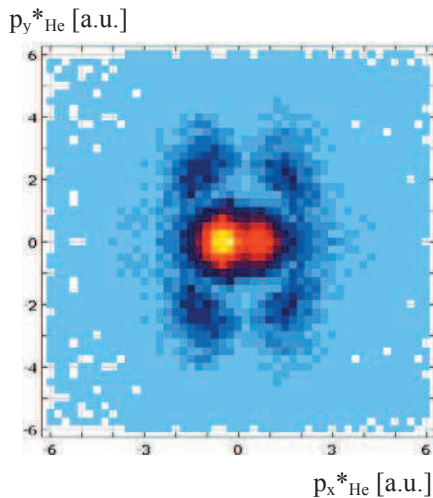


Abbildung 1a: Molekülachse steht senkrecht zur Strahlrichtung. Verteilung der Rückstoßionen-Transversalimpulse des direkten Kanals. Auf der x-Achse ist der Anteil des Impulses in Richtung des Impulsaustausches zwischen Molekül und Target projiziert auf die Ebene senkrecht zur Strahlrichtung aufgetragen, auf der y-Achse der Impuls senkrecht dazu.

Der Reaktionskanal, der im Dissoziationslimit zu zwei Wasserstoffatomen im Grundzustand führt, verläuft über die Besetzung eines asymmetrischen Zustandes im  $H_2^+$ -Molekül. Dabei entsteht eine Phasenverschiebung von  $180^\circ$  zwischen den beiden Streuzentren, so daß Minima und Maxima gegenüber dem einfachen Doppelspaltbild vertauscht sind. Dreht man nun die Molekülachse in die Strahlrichtung hinein, so geht das Interferenzmuster in das Muster einer Streuung an einem punktförmigen Gegenstand über (*Abbildung 1b*).

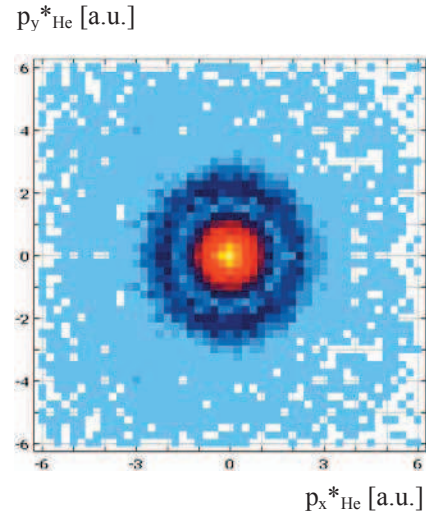


Abbildung 1b: Molekülachse in Strahlrichtung.

Da im heteronukleare  $HD^+$ -Molekül die beiden Streuzentren nicht mehr ununterscheidbar sind, kann für einen festen Winkel  $\alpha$  zusätzlich unterschieden werden, ob das H oder das D bei der Reaktion nach vorne stand. Der leichte Unterschied in den Streubildern lässt sich möglicherweise dadurch erklären, daß aufgrund der massenabhängigen Dissoziationsdynamik ein gegebener Impulsübertrag auf das Molekül zu verschiedenen Drehungen der Molekülachse führt. Eine numerische Simulation ergab, daß der Unterschied zwischen gemessener und tatsächlicher Molekülausrichtung die Isotopeneffekte erklären kann.

In allem diesen Interferenzbildern erkennt man deutlich ein ringförmiges Minimum bei 1.6 au Rückstoßionen-Transversalimpulse. In diesem Minimum findet ein wesentlicher Anteil der Reaktionen über metastabile Zwischenzustände statt.

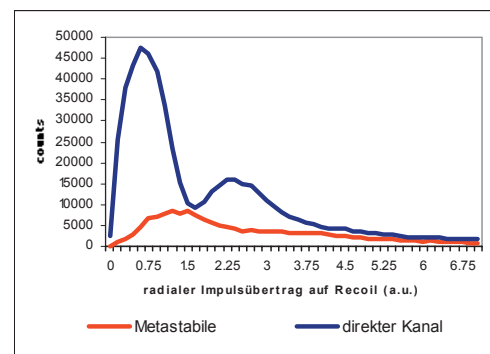


Abbildung 2: Verteilung der Rückstoßionen-Transversalimpulse für verschiedene Kanäle des dissoziativen Elektroneneinfangs  $H_2^+ + He \rightarrow H(1s) + H(1s) + He^+$

# Eindeutiger Nachweis eines neuartigen elektronischen Zerfallsmechanismus:

## Direkte experimentelle Beobachtung von „Interatomic Coulombic Decay“

T. Jahnke<sup>1</sup>, A. Czasch<sup>1</sup>, M. S. Schöffler<sup>1</sup>, S. Schössler<sup>1</sup>, A. Knapp<sup>1</sup>, M. Käs<sup>1</sup>, J. Titze<sup>1</sup>, C. Wimmer<sup>1</sup>, K. Kreidi<sup>1</sup>, R. Grisenti<sup>1</sup>, O. Jagutzki<sup>1</sup>, U. Hergenhahn<sup>2</sup>, H. Schmidt-Böcking<sup>1</sup> and R. Dörner<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Institut für Kernphysik Frankfurt,

<sup>2</sup> Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching,

Angeregte Materie kann durch verschiedene Prozesse Energie abgeben und so in einen energetisch niedrigeren Zustand gelangen. Am häufigsten geschieht dies durch die Emission eines Photons. Bereits 1925 wurde allerdings entdeckt, daß ein weiterer, konkurrierender Mechanismus in der Natur auftritt: die Anregungsenergie kann im sog. Auger-Prozeß durch Emission eines Elektrons abgegeben werden [1]. Vor 7 Jahren wurde ein weiterer, neuartiger Zerfallsmechanismus für angeregte Materie von Cederbaum et al. vorhergesagt [2]. Sobald ein angeregtes Atom oder Molekül sich in einer Umgebung von anderen Atomen oder Molekülen befindet, kann es seine Anregungsenergie mittels eines virtuellen Photons an ein Nachbarteilchen übertragen, was dazu führt, daß dieses Nachbarteilchen ionisiert wird. Erste Anzeichen für die tatsächliche Existenz dieses mit „Interatomic Coulombic Decay“ (ICD) betitelten Prozesses wurden kürzlich entdeckt [3]. Der eindeutige Beweis, für das Auftreten von ICD konnte nun mit der COLTRIMS-Methode erbracht werden.

Als zu untersuchendes System bietet sich das van der Waals gebundene Neon-Dimer an. Es läßt sich einerseits in einem für COLTRIMS-Messungen üblichen Supersonic-Jet erzeugen und stellt andererseits ein System dar, bei dem ICD sehr sauber nachgewiesen werden kann.

Nach der 2s Photoionisation eines der Atome des Dimers kommt es durch ICD zur Ionisation eines 2p Elektrons des anderen Atoms. Die beiden positiv geladenen Dimerfragmente werden in einer Coulombexplosion mit gleich großem, aber entgegengesetztem Impuls emittiert.

Durch die koinzidente Messung der beiden Neonionen und der beiden Elektronen, läßt sich ICD eindeutig identifizieren. Der Impuls der Ionen zeigt, ob Coulombexplosion stattgefunden hat (Abb. 1), und die gemessene Energie der Elektronen kann gegen die Gesamtenergie der Ionen (KER) aufgetragen werden. Für ICD ist die Summe aus Elektronenenergie und Gesamtionenenergie eine Konstante, was zu einer Diagonalen in dieser Verteilung führt (Abb. 2).

Diese Arbeit wurde gefördert von DFG, BMBF und BESSY GmbH.

### Referenzen:

- [1] P. Auger. J. Phys. Radium, 6:205, 1925.
- [2] L. S. Cederbaum, J. Zobeley, and F. Tarantelli. Phys. Rev. Lett., 79:4778, 1997.
- [3] S. Marburger, O. Kugeler, U. Hergenhahn, and T. Möller. Phys. Rev. Lett., 93:203401, 2003.

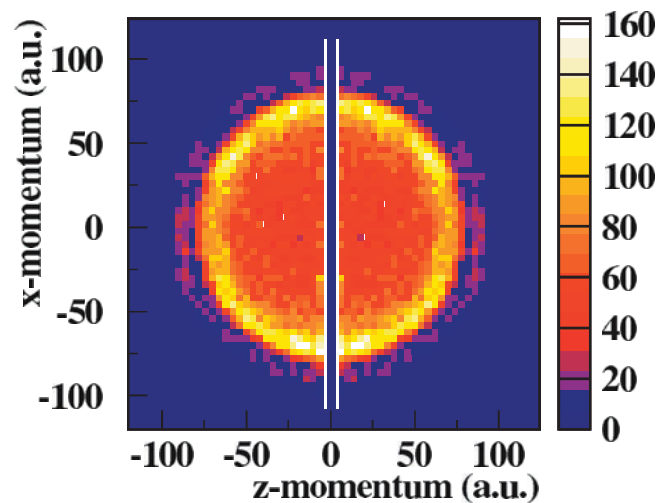


Abb. 1: Impulskugel der ionischen Fragmente des Dimers nach der Coulombexplosion.

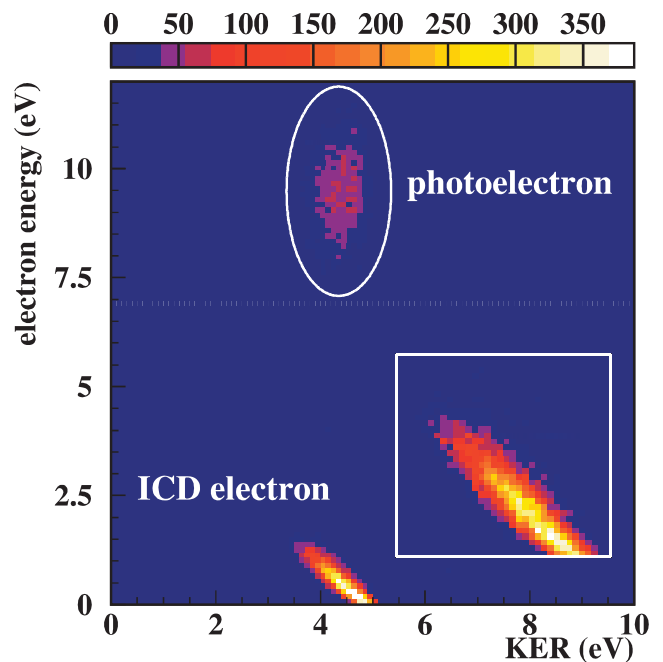


Abb. 2: Gemessene Energie der ionischen Fragmente im Bezug zur Elektronenenergie. Die diagonale Linie bei ~1 eV Elektronenenergie (s. Vergrößerung) zeigt die Existenz des ICD Zerfalls.

# Gerade und ungerade Amplitude der Photodoppelionisation von Helium 100 eV und 450 eV über der Doppelionisationsschwelle

A. Knapp, A. Kheifets, I. Bray, Th. Weber, A. L. Landers, S. Schössler, T. Jahnke, J. Nickles, S. Kammer, O. Jagutzki, L. Ph. H. Schmidt, T. Osipov, J. Rösch, M. H. Prior, H. Schmidt-Böcking, C. L. Cocke und R. Dörner

Die vierfach differentiellen Wirkungsquerschnitte (FDCS) der Photodoppelionisation (PDI) sind zum einen durch die Dynamik der beiden Elektronen gegeben, zum anderen durch die  $^1P^0$  Symmetrie des Endzustandes. Diese  $^1P^0$  Symmetrie ist deutlich in den Auswahlregeln sichtbar. Die Auswahlregeln wurden 1995 von Maulbetsch und Briggs [Maulbetsch95] abgeleitet und besagen, dass der Wirkungsquerschnitt für bestimmte Geometriebedingungen Null ist.

Da der  $^1P^0$  Teil des FDCS trivial ist, steckt in der Dynamik der Elektronen die eigentliche zu untersuchende Physik. Ziel ist es, diese Dynamik aus den gemessenen FDCS herauszufiltern.

Der erste erfolgreiche Ansatz wurde von A. Huetz et al. [Huetz91] gemacht: sie haben gezeigt, dass man für eine feste Überschussenergie nur zwei komplexwertige Funktionen braucht, um die Winkelverteilung zu beschreiben. Diese beiden Funktionen, im folgenden gerade Amplitude  $a_g$  und ungerade Amplitude  $a_u$  genannt, sind bei einer festen Photonenergie abhängig von  $E_1$  und dem Winkel zwischen beiden Elektronen  $\theta_{12}$ .

Nach Malegat et al. [Malegat97] läßt sich der FDCS folgendermaßen durch die gerade und ungerade Amplitude ausdrücken:

$$\frac{d\sigma}{(d\theta_1 d\theta_2 d\varphi_2 dE_1)} = |a_g(\cos\theta_1 + \cos\theta_2) + a_u(\cos\theta_1 - \cos\theta_2)|^2$$

Man erkennt, dass der FDCS von der geraden und der ungeraden Amplitude, der relativen Phase  $\varphi$  und den Winkeln der beiden Elektronen zum Polarisationsvektor abhängt.

Experimente anderer Arbeitsgruppen bis 40 eV oberhalb der Doppelionisationsschwelle bestätigen Annahmen über die gerade und ungerade Amplitude:

1. die gerade Amplitude ist größer als die ungerade
2. gerade und ungerade Amplitude lassen sich durch Gauss-Verteilungen beschreiben

Dieser Verlauf der Amplituden muß bei höheren Überschussenergien nicht so sein, weil die Wannier-Beschreibung der Doppelionisation bei hohen Energien versagt.

Die Auswertung der Daten 100 eV über der Schwelle hatte gezeigt, siehe IKF Jahresbericht für 2002 [Knapp03], dass die Wannier-Beschreibung des Ionisationsprozesses, bei der das Heliumatom als Molekül beschrieben wird, nicht mehr gültig ist. Es ergibt sich die Frage, ob sich die gerade und ungerade Amplitude durch Gauss-Kurven darstellen lassen und ob immer noch ein Maximum bei  $\theta_{12} = 180^\circ$  vorliegt.

Für 100 eV über der Schwelle erhält man für die Amplituden folgende Resultate:

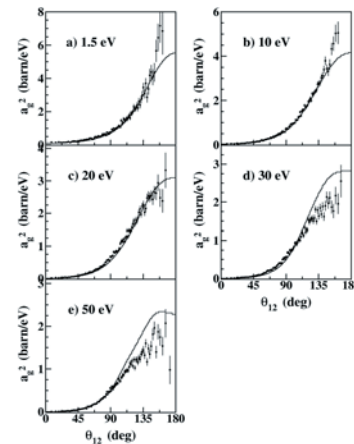


Abbildung 1:  $a_g^2$  gegen den Zwischenwinkel  $\theta_{12}$  bei einer Energie von 100 eV über der Schwelle für verschiedene Energieaufteilung. Die Energie des langsamen Elektrons ist durch die Zahl links oben im Kästchen angegeben. Die durchgezogene Linie stellt eine CCC-Rechnung von A. Kheifets dar.

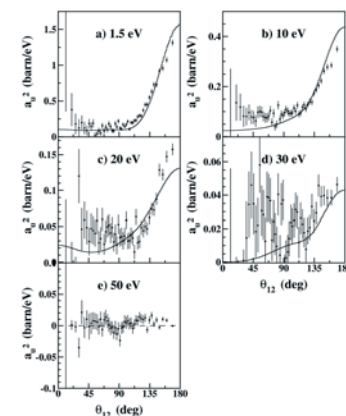


Abbildung 2:  $a_u^2$  gegen den Zwischenwinkel  $\theta_{12}$  bei einer Energie von 100 eV über der Schwelle für verschiedene Energieaufteilung. Die Energie des langsamen Elektrons ist durch die Zahl links oben im Kästchen gegeben. Die durchgezogene Linie ist eine CCC-Rechnung von A. Kheifets.



Es zeigt sich, dass die Quadrate der Amplituden nur noch teilweise durch Gauss'sche Glockenkurven beschrieben werden können, das Maximum aber weiterhin bei  $\theta_{12} = 180^\circ$  zu finden ist.

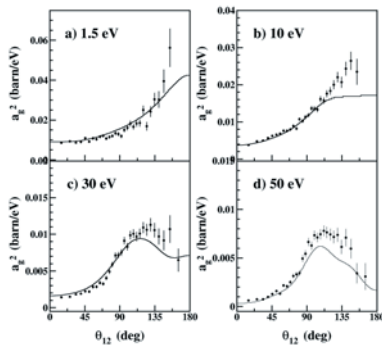


Abbildung 3:  $a_g^2$  gegen den Zwischenwinkel  $\theta_{12}$  bei einer Energie von 450 eV über der Schwelle für verschiedene Energieaufteilung. Die Energie des langsamen Elektrons ist durch die Zahl links oben im Kästchen gegeben. Die durchgezogene Linie ist eine CCC-Rechnung von A. Kheifets.

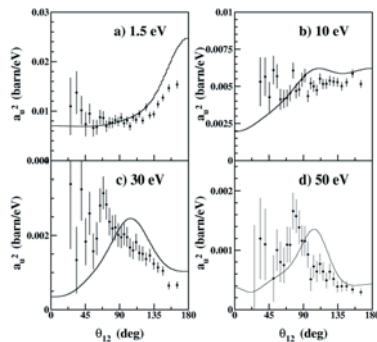


Abbildung 4:  $a_u^2$  gegen den Zwischenwinkel  $\theta_{12}$  bei einer Energie von 450 eV über der Schwelle für verschiedene Energieaufteilung. Die Energie des langsamen Elektrons ist durch die Zahl links oben im Kästchen gegeben. Die durchgezogene Linie ist eine CCC-Rechnung von A. Kheifets.

Zieht man die Amplituden bei 450 eV über der Schwelle heran, so erkennt man, dass hier der Verlauf der geraden und ungeraden Amplitude völlig verändert ist. Bei einer extrem asymmetrischen Energieaufteilung (Abbildung 3a und 4a) finden wir noch ein Maximum bei einem Zwischenwinkel von  $\theta_{12} = 180^\circ$ . Ist die Energie des langsamen Elektrons höher, so zeigt sich, dass sich das Maximum zu einem Zwischenwinkel von etwa  $\theta_{12} = 110^\circ$  verschiebt. Dies ist sowohl bei der geraden als auch bei der ungeraden Amplitude zu beobachten.

Es ist noch nicht geklärt, wie der Verlauf der Amplituden 450 eV über der Schwelle zustande kommt; anders ausgedrückt, was das Maximum bei  $\theta_{12} \neq 180^\circ$  bedeutet.

Ein Ansatz zur Klärung dieser Frage ist die Zerlegung von  $a_g$  und  $a_u$  in einen Shake-off und in einen Two-Step-One (TS1) Anteil. Der Shake-off und der TS1 sind die beiden Mechanismen, die für die Photodoppelionisation verantwortlich sind.

- Berechnungen von A. Kheifets, die als Folge unserer Messungen durchgeführt wurden, zeigen, dass die Amplituden für den Shake-off durch einen konstanten Untergrund, also durch eine Gerade parallel zur x-Achse dargestellt werden können:  $a_g$  und  $a_u$  haben einen konstanten Wert, sind also unabhängig vom Zwischenwinkel.
- Die Amplitudenverläufe für den TS1 Mechanismus bilden typische Gauss'sche Glockenkurven. Dies ist durch PDI Experimente, die nahe der Doppelionisationsschwelle durchgeführt worden sind, bestätigt worden. Nahe an der Schwelle bleibt nur der TS1 als Mechanismus für die Doppelionisation, da der Shake-off eine Überschussenergie von etwa 50 eV benötigt, die erlaubt, dass das erste Elektron das Atom schnell genug verlassen kann, so dass eine schnelle Änderung der effektiven Kernladung erfolgt [Kheifets01].

Beim augenblicklichen Wissensstand wird folgendes vermutet:

Die Amplituden bei 100 eV über der Schwelle bestehen aus einem Shake-off und einem TS1 Anteil. Der Shake-off Anteil ist als konstanter Level sichtbar. Von diesem erhebt sich die Gauss'sche Glockenkurve. Dies ist auch noch bei extrem asymmetrischer Energieaufteilung 450 eV über der Schwelle erkennbar.

Ist die Energie des langsamen Elektrons jedoch höher, so wird die Gauss'sche Glockenkurve nicht mehr auf den konstanten Level aufaddiert, sondern subtrahiert. Dies kommt einer Phasenverschiebung zwischen der Shake-off Amplitude und der TS1-Amplitude gleich.

#### Literatur:

- [Huetz91]: A. Huetz et al., JPB 24 (1991) 1917
- [Kheifets01]: A. Kheifets et al., JPB 34 (2001) L247
- [Knapp03]: IKF-Jahresbericht 2002
- [Malegat97]: Malegat et al., JPB 30 (1997) 251-261
- [Maulbetsch95]: Maulbetsch und Briggs, JPB 28 (1995) 551



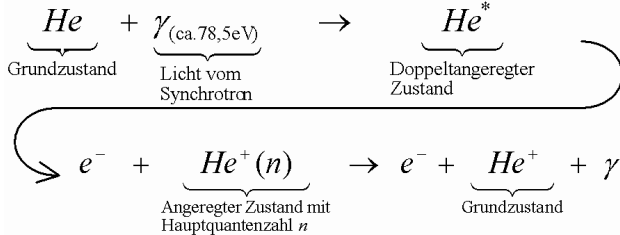
# Doppelt hoch angeregte Zustände von Helium: Partielle Wirkungsquerschnitte und Winkelverteilungen

A. Czasch, M. Schöffler, S. Schössler, T. Jahnke, Th. Weber, M. Hattaß, M. Weckenbrock, J. Titze,  
C. Wimmer, A. Staudte, S. Kammer, S. Voss, R. Grisenti, R. Dörner, H. Schmidt-Böcking

Ch. Liu\*, T. Schneider\*, J.-M. Rost\*

\* Max-Planck-Institut für Physik Komplexer Systeme, Dresden

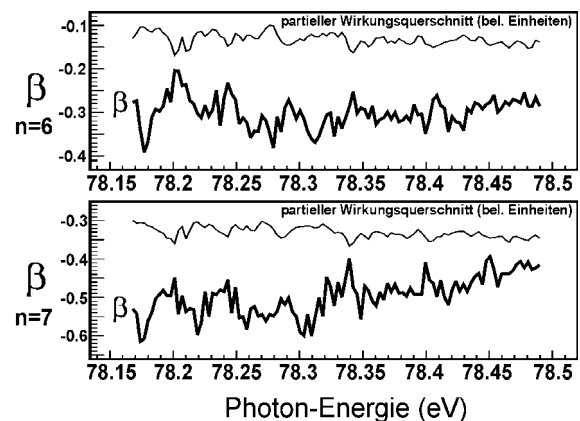
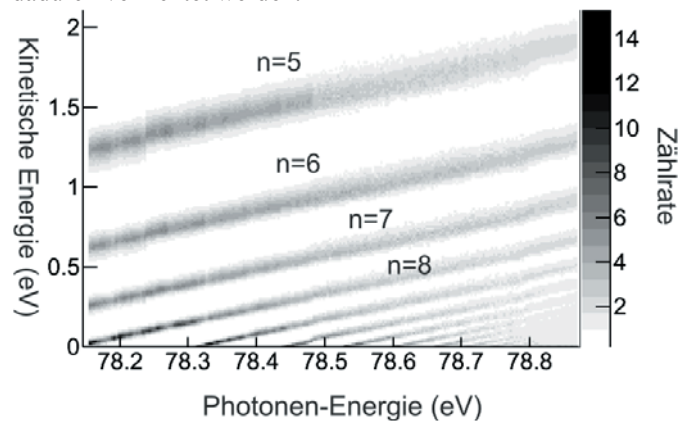
**Grundlagen:** Gegenstand der Messung ist die Autoionisation von doppelt hoch angeregten Zuständen von Helium [1]:



Beim Zerfall solch eines angeregten Zustandes gibt ein Elektron Energie an das Partnerelektron ab und ermöglicht ihm dadurch den Sprung über die Kontinuumsgrenze. Das Heliumatom stellt das quantenmechanische Pendant zum klassischen Dreikörperproblem dar. Helium besitzt jedoch im Gegensatz zur klassischen Analogie viele stabile Zustände. Beim Übergang in ein klassisch beschreibbares System, d.h. in unmittelbarer Nähe zur Doppelionisationsschwelle, wird ein Verhalten erwartet, das Quantenchaos genannt wird. Aus diesem Grund ist dieser experimentell und theoretisch schwer zugängliche Bereich ein interessantes Forschungsgebiet.

Im Gegensatz zu bisherigen Messungen [2-4] des totalen Wirkungsquerschnittes haben wir eine kinematisch vollständige differentielle Koinzidenzmessungen durchgeführt, d.h. für jede einzelne Reaktion die Impulsbeträge- und Richtungen des Elektrons und des  $\text{He}^+$ -Ions nachgewiesen. In Abhängigkeit von der Photonenergie wurden Änderungen der Wirkungsquerschnitte  $\sigma[\text{He}^+(n)]$  und der Winkelverteilung ( $\beta(n)$ -Parameter) gemessen. Mit Hilfe der Energiebilanz zwischen eingestellter Photonenergie und den gemessenen Kinetischen Energien der Teilchen kann für jede einzelne Reaktion auf die Hauptquantenzahl  $n$  des entstandenen  $\text{He}^+$ -Ions rückgeschlossen werden. Die Meßgenauigkeit der Apparatur ist gut genug, um bis zur Hauptquantenzahl  $n=13$  die einzelnen Reaktionskanäle trennen zu können (Bild 1). Das ist eine große Verbesserung gegenüber bisherigen Messverfahren. Winkelaufgelöste Messungen [5] lagen bislang nur bis  $n=5$  vor. Die Photonenergie wurde über einen großen Energiebereich zwischen 78,15 eV bis zur Doppelionisationsschwelle bei 79 eV variiert. Die Ergebnisse für die partiellen Wirkungsquerschnitte (d.h. die Intensitätsänderungen der Linien in Bild 1 – in dieser Form der Darstellung leider kaum sichtbar) stimmen qualitativ weitgehend mit theoretischen Rechnung [6] überein. Die Rechnungen reichen allerdings nur bis 78,33 eV (vergl. Bild 1 zur Orientierung). Die experimentellen Daten schließen die Lücke bis zur Doppelionisationsschwelle. Für die Winkelverteilungen wird es in naher Zukunft theoretische Vergleichsdaten geben. Die experimentellen Daten zeigen eine Korrelation zwischen den Änderungen der Winkelverteilungen und denen der partiellen Wirkungsquerschnitte (Bild 2). Die hier vorgestellte Methode basiert auf der

COLTRIMS-Technik. Sie wurde auf die speziellen Anforderungen für den Nachweis von niederenergetischen Elektronen ( $E_{\text{kin}} < 0,5$  eV) hin optimiert. Das Verfahren birgt gegenüber den klassischen Methoden [5] mit üblichen TOF-Spektrometern zwei große Vorteile: Dadurch, daß der gesamte Raumwinkelbereich erfaßt wird, reduziert sich die notwendige Meßzeit erheblich, was Messungen in der Region nahe der Doppelionisationsschwelle praktisch erst ermöglicht. Nur so kann trotz der geringen Wirkungsquerschnitte genug Statistik gesammelt werden, um die Änderungen der Winkelverteilungen nachzuweisen. Störende Einflüsse des Erdmagnetfeldes können noch während der Auswertung der Daten berücksichtigt und mathematisch vollständig kompensiert werden. Auf die sonst übliche sehr teure Magnetfeldabschirmung kann dadurch verzichtet werden.



## Referenzen:

- [1] Madden and Codling, *Phys. Rev. Lett.* **10**, 516, 1963
- [2] Püttner, Grémaud, *Phys. Rev. Lett.* **86** (10), 3747, 2001
- [3] Domke, Schulz, Kaindl, *Phys. Rev. A* **53** (3), 1424, 1996
- [4] Domke, C. Xue, *Phys. Rev. Lett.* **66** (10), 1306, 1991
- [5] A. Menzel, Frigo, Whitfield, Caldwell, *Phys. Rev. A* **54** (3), 2080, 1996 und *Phys. Rev. Lett.* **75** (8), 1479, 1995
- [6] Schneider, Liu, Rost, *Phys. Rev. A* **65**, 2002

## Vibrationsaufgelöste K-Schalen Photoionisation von Kohlenmonoxid mit zirkular polarisiertem Licht

T. Jahnke<sup>1</sup>, L. Foucar<sup>1</sup>, J. Titze<sup>1</sup>, R. Wallauer<sup>1</sup>, T. Osipov<sup>2</sup>, E. Benis<sup>2</sup>, A. Alnaser<sup>2</sup>, O. Jagutzki<sup>1</sup>, W. Arnold<sup>1</sup>, L. Schmidt<sup>1</sup>, A. Czasch<sup>1</sup>, A. Staudte<sup>1</sup>, C. L. Cocke<sup>2</sup>, M. H. Prior<sup>3</sup>, H. Schmidt-Böcking<sup>1</sup>, R. Dörner<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Institut für Kernphysik Frankfurt,

<sup>2</sup> Dept of Physics, Kansas State University, Cardwell Hall, Manhattan KS 66506

<sup>3</sup> Lawrence Berkeley National Laboratory, Berkeley CA 94720

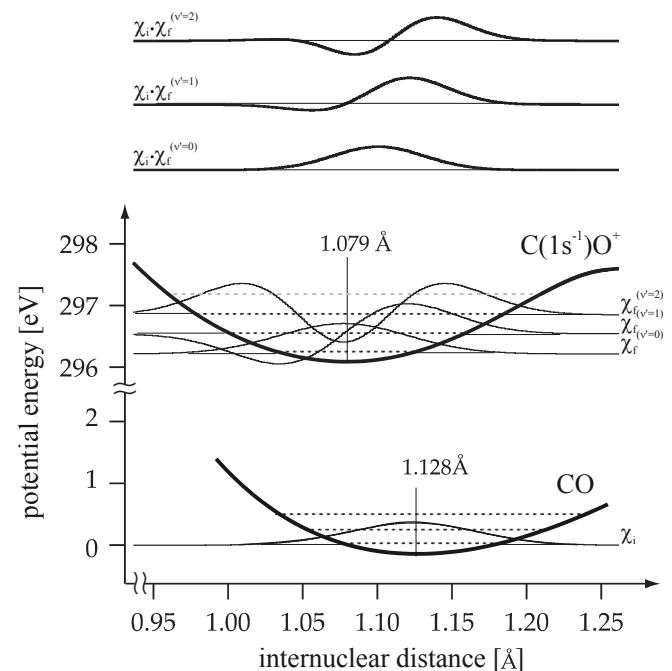
Bereits in den letzten Jahren konnte gezeigt werden, daß mit Hilfe von Photoelektronenimpulsspektroskopie das Potential einfacher Moleküle wie CO, N<sub>2</sub>, O<sub>2</sub> und C<sub>x</sub>H<sub>x</sub> untersucht werden kann (z.B. [1]). Hierzu wird eine Innerschalenvalenz in einem Molekül durch Photoionisation erzeugt. Da in einer Vielzahl der Fälle das einfachionisierte Molekül durch einen Auger-Zerfall ein oder mehrere, weitere Elektronen emittiert, stehen sich hiernach zwei ein- oder mehrfach geladene Ionen gegenüber. Es kommt zu einer Coulombexplosion des Moleküls. Durch die Messung der Impulse der molekularen Fragmente mittels der COLTRIMS-Methode kann die räumliche Stellung der Molekülachse zum Zeitpunkt der Photoionisation rekonstruiert werden [2].

Wird außerdem der Impuls des Photoelektrons gemessen, kann die Elektronenemissionsrichtung im Bezug zur Molekülachse untersucht werden: Man erhält somit eine Elektronenwinkelverteilung im molekularen Koordinatensystem, das wiederum selbst z.B. im Bezug zur Polarisationsrichtung des Lichtes im Laborsystem festgehalten werden kann.

Während von Atomen emittierte Photoelektronen sehr einfache Winkelverteilungen aufweisen, die sich innerhalb der Dipolnäherung mit nur einem Parameter  $\beta$  charakterisieren lassen [3], können die Winkelverteilungen im Molekülsystem komplexe Strukturen beinhalten. Dies ist anschaulich damit zu erklären, daß die Photoelektronenwelle durch das Molekülpotential gebrochen wird und es so zu Interferenzerscheinungen kommt, die nur sichtbar sind, wenn die Ausrichtung der Molekülachse und somit die räumliche Verteilung des molekularen Potentials festgehalten ist.

Die entstehenden Interferenzmuster zeigen einerseits eine starke Abhängigkeit von den Eigenschaften des Photoelektrons, also seiner Wellenlänge und der zur Erzeugung des Photoelektrons verwendeten Polarisationsrichtung, andererseits ändern sich ihre Strukturen auch mit der Form des molekularen Potentials.

Neuere Untersuchungen betrachten nun letzteren Aspekt: durch K-Photoionisation von CO können im C(1s<sup>-1</sup>)O-Ion verschiedene Vibrationszustände populiert werden (Abb. 1). Die Übergangswahrscheinlichkeit ist hierbei proportional zum Betragsquadrat des Produkts der Anfangs- und Endzustandswellenfunktion  $X_i$  und  $X_f$  ( $v' \rightarrow x$ ), was den einer Photoionisation entsprechenden senkrechten Übergang von Grundzustand in den einfachionisierten Zustand im Korrelationsdiagramm widerspiegelt. Das Produkt aus  $X_i$  und  $X_f$  ( $v' \rightarrow x$ ) ist in Abb. 1 oben dargestellt. Da sich das außerdem

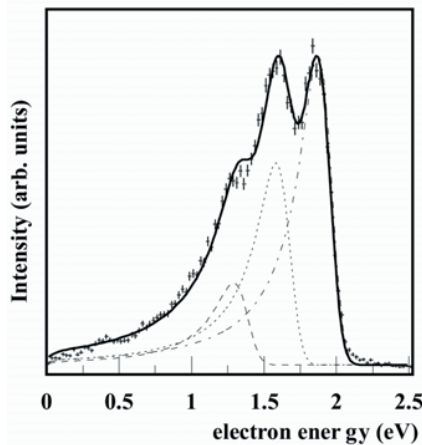


**Abb. 1:** Vibrationsgrundzustand von CO und die ersten drei Vibrationszustände des K-ionisierten CO<sup>+</sup> Moleküls. Oben: Produkt der Grundzustandswellenfunktion  $X_i$  mit den drei Vibrationsendzustandswellenfunktionen  $X_f$ .

zur Übergangswahrscheinlichkeit beitragende Matrixelement stetig mit dem internuklearen Abstand ändert, läßt sich aus Abb. 1 erkennen, daß für verschiedene Vibrationszustände  $v'$  unterschiedliche mittlere Kernabstände beitragen: während der Unterschied zwischen  $v'=0$  und  $v'=1$  nicht sehr gravierend ist (der mittlere Abstand der Atome des Moleküls ändert sich um ca. 2.1%), ist nach der Bildung des Betragsquadrates der Produktwellenfunktion für  $v'=2$  zu sehen, daß neben noch größeren mittleren Abständen von 1.145 Ång. auch bevorzugt kleiner Abstände von 1.055 Ång. bei der Population auftreten. Sollte also eine im Molekül erzeugte Photoelektronenwelle sensitiv auf das molekulare Potential sein, so sollten die Winkelverteilungen für  $v'=0$  und  $v'=1$  sich nur leicht unterscheiden, für  $v'=2$  aber deutlich größere Unterschiede aufzeigen.

Um dies zu überprüfen wurde ein COLTRIMS-Spektrometer entworfen, das die zur Trennung der einzelnen

Vibrationszustände nötige Elektronenenergieauflösung besitzt. Durch entsprechende Wahl der Feldstärken ( $E=10\text{V/cm}$ ,  $B=5.5\text{ Gauss}$ ) wurde eine Auflösung von 66 meV auf 2 eV Elektronenenergie realisiert, was zur Trennung der Vibrationslevels ausreicht. Abb. 2 zeigt eine aufgenommene Photoelektronenenergieverteilung bei einer Photonenenergie von 298.3 eV. Zu sehen sind die 3 in diesem Energiebereich dominierenden Vibrationszustände, wobei die asymmetrische Form der Photolinien eine Folge von „Post Collision Inter action“ (PCI) zwischen dem Photoelektron



**Abb. 2:** Elektronenenergieverteilung bei einer Photonenenergie von 298.3 eV. Die Durchgezogene Linie ist die Summe der 3 gestrichelt dargestellten Beiträge der 3 bei dieser Photonenenergie relevanten  $\text{C}(1s^{-1})\text{O}^+$  Vibrationsniveaus.

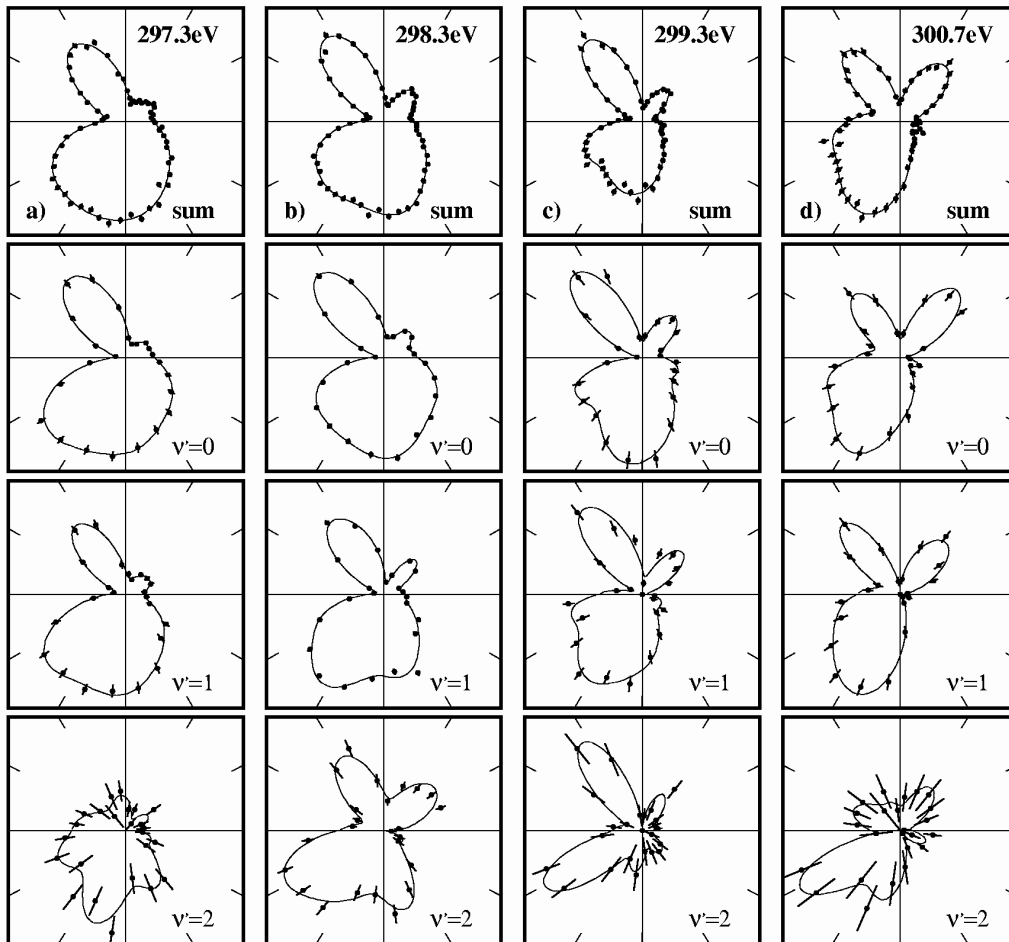
und dem Augerelektron ist. Die in die Daten eingezeichnete Linie stellt die Summe von drei PCI-beeinflussten Lorentzverteilungen (nach [4]), die mit einer der Auflösung des Spektrometers entsprechenden Gaussverteilung gefaltet wurde, dar und spiegelt die gemessene Elektronenverteilung akkurat wider.

Abb. 3 zeigt die gemessenen Winkelverteilungen für verschiedene Photonenenergien und die verschiedenen Vibrationsniveaus. Wie erhofft zeigt sich der oben dargestellte Effekt. Während die Unterschiede zwischen den Vibrationszuständen  $v'=0$  und  $v'=1$  sichtbar, aber nicht gravierend ausfallen, zeigt die Winkelverteilung für  $v'=2$  eine deutlich andere Struktur.

Diese Arbeit wurde gefördert von DFG, BMBF und der Hermann Willkomm-Stiftung.

### Referenzen:

- [1] A. Landers et al., Phys. Rev. Lett., 87 (2001) 013002
- [2] Th. Weber et al., J. Phys. B 34 3669 (2001)
- [3] P. S. Shaw, U. Arp, S. H. Southworth, Phys. Rev. A **54**, 1463 (1996)
- [4] R. Morgenstern, A. Niehaus, U. Thielmann, J. Phys. B 9 L363(1976).



**Abb.3:**

Photoelektronenwinkelverteilung für verschiedene Photonenenergien. Jeweils von oben nach unten: Summe über alle Vibrationsniveaus, Verteilung für  $v'=0$ ,  $v'=1$  und  $v'=2$ .

## Auf der Suche nach „nondipole“-Effekten bei der K-Schalen-Photoionisation von Kohlenmonoxid

T. Jahnke<sup>1</sup>, L. Foucar<sup>1</sup>, J. Titze<sup>1</sup>, R. Wallauer<sup>1</sup>, T. Osipov<sup>2</sup>, E. Benis<sup>2</sup>, A. Alnaser<sup>2</sup>, O. Jagutzki<sup>1</sup>, W. Arnold<sup>1</sup>, L. Schmidt<sup>1</sup>, A. Czasch<sup>1</sup>, C. L. Cocke<sup>2</sup>, M. H. Prior<sup>3</sup>, H. Schmidt-Böcking<sup>1</sup>, R. Dörner<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Institut für Kernphysik Frankfurt,

<sup>2</sup> Dept. of Physics, Kansas State University, Cardwell Hall, Manhattan KS 66506

<sup>3</sup> Lawrence Berkeley National Laboratory, Berkeley CA 94720

Innerhalb der Dipolnäherung und für linear polarisiertes Licht läßt sich die Emissionswinkelverteilung  $d\sigma/d\Omega$  von atomaren Photoelektronen bereits durch nur einen einzigen Parameter  $\beta$  beschreiben [1], wobei  $\theta$  der Winkel zwischen der Polarisationsrichtung des Lichtes und der Emissionsrichtung des Elektrons ist.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\sigma}{4\pi} \left[ 1 + \frac{\beta}{2} (3 \cos^2 \theta - 1) \right] \quad (1)$$

Auch im Falle der Photoionisation von Molekülen ändert sich dieser Sachverhalt nicht, so lange die Ausrichtung des Moleküls zum Zeitpunkt der Photoionisation nicht bekannt ist, also über alle Molekülausrichtungen gemittelt gemessen wird.

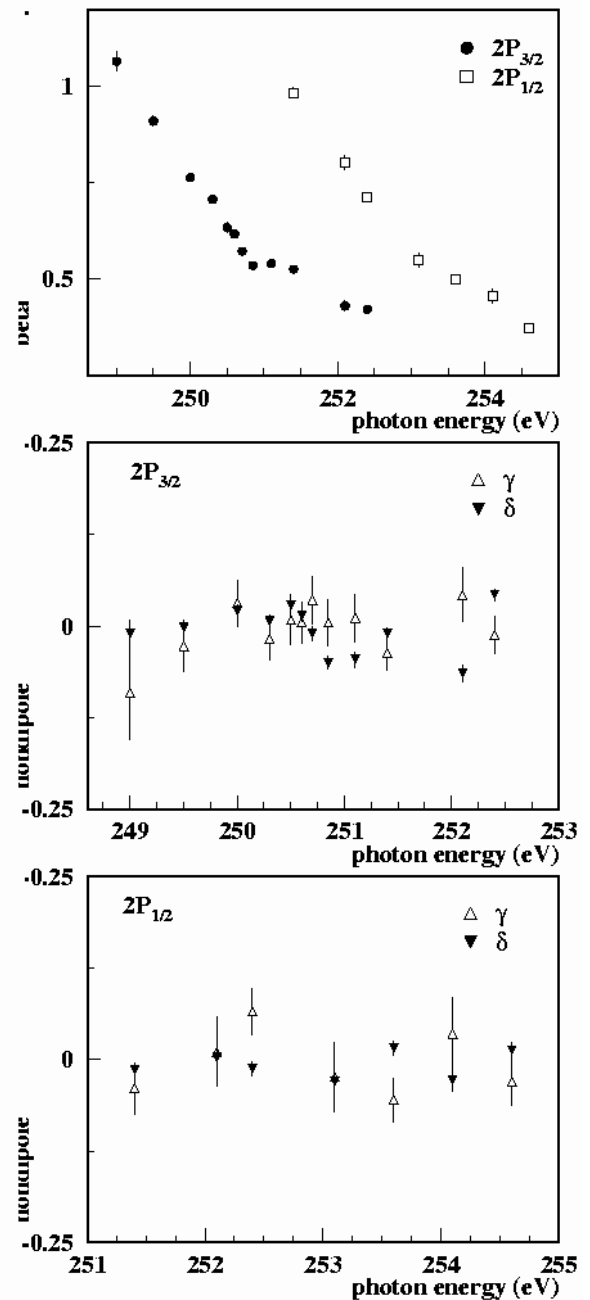
Abweichungen von der Dipolnäherung finden sich im Allgemeinen dann, wenn z.B. für sehr hohe Photonenenergien der vom Photon übertragene Impuls so groß wird, daß er relevant zum Gesamtimpuls des Endzustandssystems beiträgt. In den letzten Jahren zeigte sich allerdings, daß bei der Photoionisation bestimmter Besetzungszustände von Atomen aufgrund von quantenmechanischen Effekten Abweichungen von der Dipolnäherung auch bei relativ niedrigen Photonenenergien auftreten [2]. Zur Beschreibung der gewonnenen Elektronenwinkelverteilung sind Terme höherer Ordnung nötig. Durch die Berücksichtigung von Quadrupoltermen ergänzt sich Gleichung 1 zu

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\sigma}{4\pi} \left[ 1 + \frac{\beta}{2} (3 \cos^2 \theta - 1) + (\delta + \gamma \cos^2 \theta) \sin \theta \cos \phi \right]$$

mit den beiden neuen „nondipole“-Parametern  $\gamma$  und  $\delta$  [1].

Um mit der COLTRIMS-Methode zu untersuchen, ob Abweichungen von der Dipolnäherung auch in der K-Schalen-Photoionisation von CO zu finden sind und um eventuelle systematische Fehler zu minimieren, wurden die Messungen zuerst an der 2p-Photoionisation von Argon durchgeführt, da dieses System keinerlei nichtdipol-Effekte aufzeigt und die zu erwartenden  $\beta$ -Parameter für verschiedene Photoelektronenenergien bekannt sind [3].

Abb. 1 zeigt die Parameter  $\beta$ ,  $\gamma$  und  $\delta$  in Abhängigkeit von der Photonenergie für die Ionisation des  $2P_{1/2}$  und den  $2P_{3/2}$

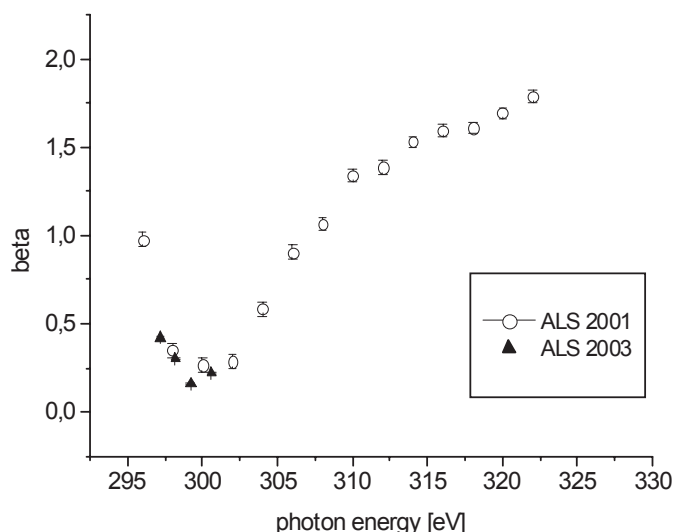


**Abb.1:**  $\beta$ -Parameter (oben) und nichtdipol-Parameter  $\gamma, \delta$  bei der Ionisation des Ar- $2P_{3/2}$  (mitte) Ar- $2P_{1/2}$  (unten) Zustandes.

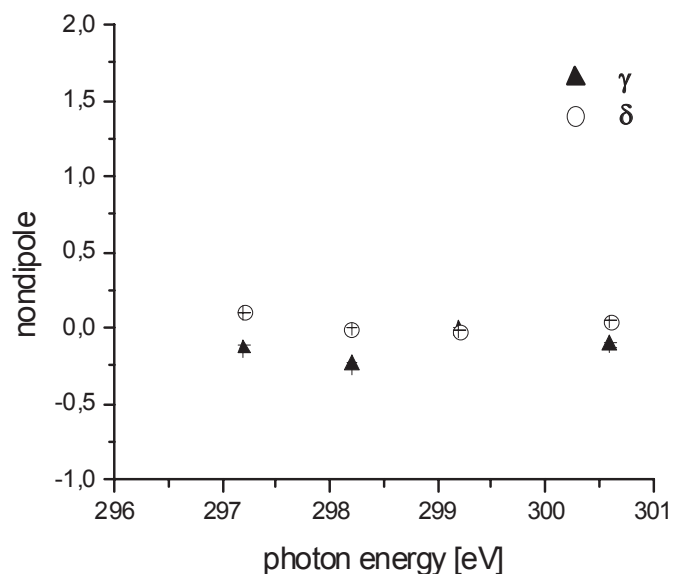
Zustandes von Argon mit ihrer Schwellenenergie von 250.6 eV und 248.4 eV. Die gemessenen Werte stimmen mit den in [3] angegebenen überein, so daß hierdurch die einwandfreie Funktion des verwendeten COLTRIMS-Spektrometers bestätigt wird.

Abb. 2 zeigt die während zwei Meßzeiten (2001 und 2003) an der Advanced Light Source (ALS) in Berkeley gemessenen  $\beta$ -Parameter von Kohlenmonoxid. Wie in Abb. 3 zu sehen ist, finden sich innerhalb der Meßgenauigkeit des Spektrometers in der Nähe der C1s-Schwelle keine Abweichungen von der Dipolnäherung.

Diese Arbeit wurde gefördert von DFG, BMBF und der Hermann Willkomm-Stiftung.



**Abb.2:** Gemessene CO  $\beta$ -Parameter in Abhängigkeit von der Photonenenergie



**Abb. 3:** Gemessene CO nichtdipol  $\gamma, \delta$ -Parameter in Abhängigkeit von der Photonenenergie in der Nähe der CO C-K Ionisationsschwelle.

#### Referenzen:

- [1] P. S. Shaw, U. Arp, S. H. Southworth, Phys. Rev. A **54**, 1463 (1996)
- [2] M. Jung, B. Krässig, D. S. Gemmell, E. P. Kanter, T. LeBrun, S. H. Southworth, and L. Young, Phys. Rev. A **54**, 2127-2136 (1996)
- [3] Bob Martin et al., J. Phys.B **54**, 2127-2136 (1996)



# Ionisation und Anregung von Wasserstoff- und Deuteriummolekülen mit Synchrotronstrahlung

L. Foucar<sup>1</sup>, M.H. Prior<sup>2</sup>, M. Schöffler<sup>1</sup>, L. Schmidt<sup>1</sup>, R. Dörner<sup>1</sup>, H. Schmidt-Böcking<sup>1</sup>,  
A. Landers<sup>3</sup>, T. Osipov<sup>3</sup>, E. P. Benis<sup>3</sup>, C. L. Cocke<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Institut für Kernphysik der J.W. Goethe Universität, Frankfurt am Main

<sup>2</sup>Lawrence Berkeley National Laboratory, California, USA

<sup>3</sup>Kansas State University, USA

Es wurden elektronische Anregungen von Wasserstoff und Deuterium mit Hilfe der Photoionisation bei Photonen-Energien von 27 eV bis 60 eV für die Reaktion  $H_2 / D_2 + h\nu \rightarrow H^+ / D^+ + H(n=x) / D(n=x)$  untersucht. Als Untersuchungsmethode wurde die "Cold Target Recoil Ion Momentum Spectroscopy", kurz COLTRIMS, benutzt. Im Besonderen wurde der Zerfall von doppelt angeregten repulsiven Zuständen der Moleküle betrachtet. Die Dissoziation der Moleküle, die auf solche Zustände angeregt worden sind, beginnt sofort. Zu einem gewissen Zeitpunkt findet die Autoionisation statt, dabei spiegelt die Aufteilung der Gesamtenergie auf den Kinetic Energy Release (KER) und Elektronenenergie direkt den internuklearen Abstand der Kerne wider. So kann der Zeitpunkt der Autoionisation bestimmt werden. Die Messung der KERs entspricht hierbei dem Ablesen einer Stoppuhr, die bei der Absorption des Photons gestartet wurde.

Die Autoionisation wird durch die Bewegung der Nukleonen induziert, weshalb die Autoionisationsbreite stark vom internuklearen Abstand abhängt. Dies zeigt sich in den beobachteten Strukturen der KER-Verteilung. Bei einer Photonen-Energie von 30 eV zeigt sich ein deutlicher Isotopeneffekt. Dieser kann nicht durch direkte

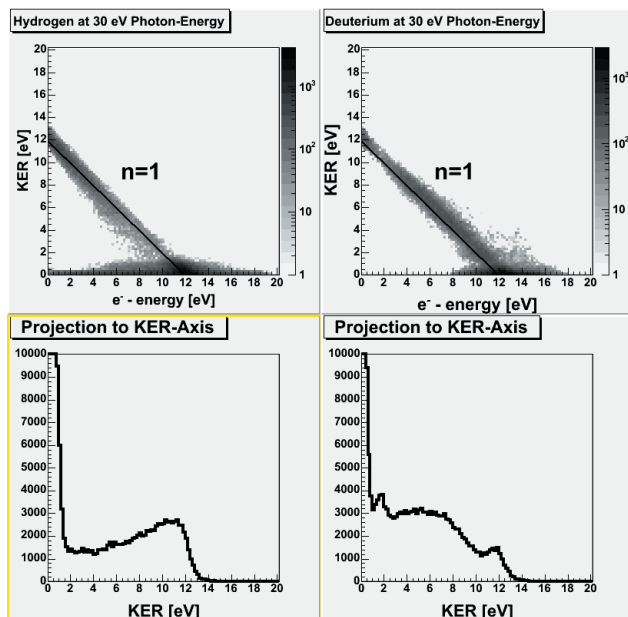


Abbildung 1: Dargestellt sind oben die Energiekorrelationsdiagramme für Wasserstoff und Deuterium für eine Photonen-Energie von 30 eV. Darunter sind die jeweiligen Projektionen auf die KER-Achse zur Verdeutlichung des Isotopeneffekts gezeigt.

Ionisation erklärt werden. Deshalb wird angenommen, dass er durch Autoionisation hervorgerufen wird. Hierbei spielen die unterschiedlichen Massen der Isotope eine Rolle. Es konnte gezeigt werden, dass die Autoionisation der beiden Isotope bei unterschiedlichen Kernabständen stattfindet (siehe Abbildung 1).

Bei einer Photonen-Energie von 36 eV wurden die KER-Spektren von Wasserstoff und Deuterium untersucht.

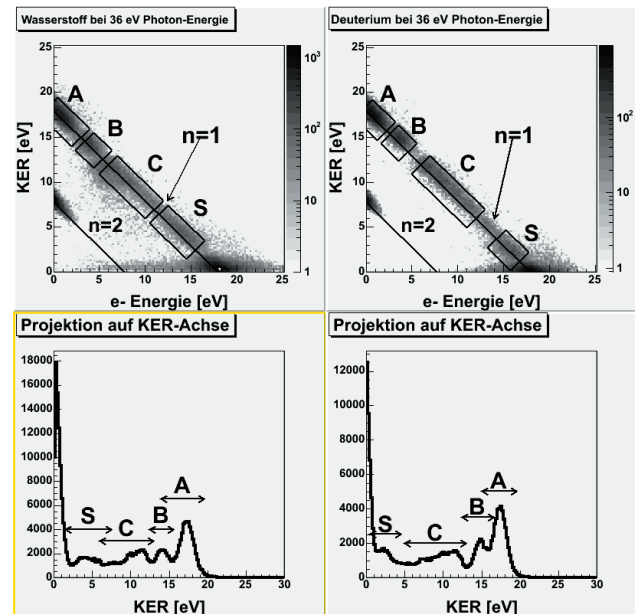


Abbildung 2: Dargestellt sind die Energiekorrelationsdiagramme für Wasserstoff und Deuterium bei einer Photonen-Energie von 36 eV. Unten sind die jeweiligen Projektionen des n=1 Kanals auf die KER-Achse gezeigt. Die einzelnen Maxima, welche in [1] erklärt werden, sind markiert.

Die KER-Spektren, in welchen erstmals die Endzustände  $H^+ + H(n=1)$  und  $H^+ + H(n=2)$  bzw.  $D^+ + D(n=1)$  und  $D^+ + D(n=2)$  voneinander getrennt werden konnten, zeigen eine ausgeprägte Struktur (siehe Abbildung 2). Die Mechanismen, die die einzelnen Maxima in den Strukturen hervorufen, sind in [1] ausführlich dargestellt.

## Referenzen:

- [1] I. Sánchez, F. Martín, Dissoziative photoionization of  $H_2$  and  $D_2$  by (30-37)-eV photons via  $^1\Pi_u$  states, *Physical Review A* **60**, S. 2200 (1999)

# Hochenergetische Elektronen in der Doppelionisation von D<sub>2</sub> in starken Laserfeldern

A. Staudte<sup>1</sup>, D. Zeidler, M. Meckel, M. Weckenbrock, M. Schöffler, Th. Weber, M. Smolarski, O. Jagutzki, P. Corkum und R. Dörner<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Institut für Kernphysik, Universität Frankfurt am Main

<sup>2</sup> National Research Council, 100 Sussex Drive, Ottawa, ON K1A 0R6

An der Frankfurter COLTRIMS Apparatur am NRC in Kanada ist im August 2003 eine systematische Reihe von Vielteilchen-Koinzidenz-Messungen an Deuteriummolekülen in ultrakurzen, intensiven Laserpulsen durchgeführt worden.

Das Argon-Ionen gepumpte Titan-Saphir (800nm) Lasersystem erzeugte Pulse von ca. 40fs Dauer bei einer Wiederholfrequenz von 30kHz.

Bei den Messungen wurde zum einen die maximale Intensität im Fokus zwischen  $1 \times 10^{14}$  W/cm<sup>2</sup> und  $2.1 \times 10^{14}$  W/cm<sup>2</sup> variiert und zum anderen bei fester Pulsenergie die Elliptizität des Laserlichtes verändert.

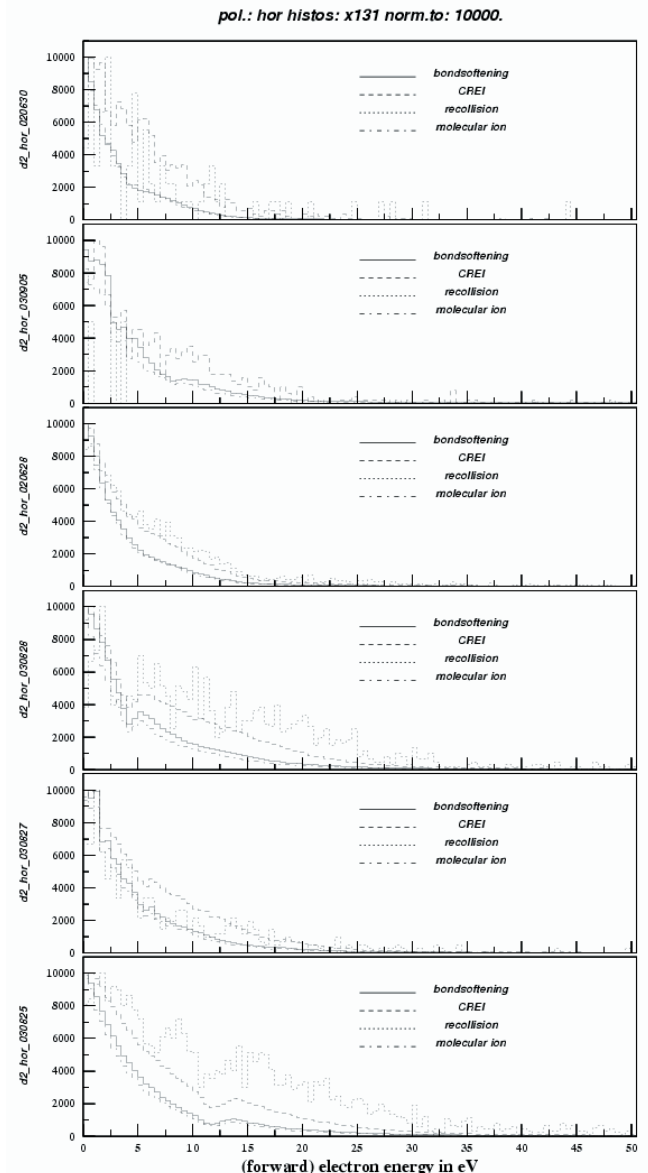
Das Deuteriumtarget wurde teilweise in Form eines ungekühlten Überschalljets und als thermalisiertes Hintergrundgas dargestellt.

In der ersten Variante geht eine bessere Auflösung der Ionen zu Lasten der Auflösung der Elektronenimpulse in Richtung der Spektrometerachse, da die Ionen aufgrund des langen Spektrometers durch die Jetoffsetgeschwindigkeit nur bei vergleichsweise hohen Exktraktionsspannungen auf dem Detektor landen. In der zweiten Variante dagegen kann eine sehr hohe Auflösung der Elektronenimpulse erreicht werden.

Wir haben die Beobachtung gemacht, daß die Elektronen aus den Doppelionisationsprozessen *CREI* [1] und *recollision* [2] deutlich höhere Energien besitzen als die Elektronen aus Einfachionisationen (*molecular ion* und *bondsoftening*). Der Charakter dieses erhöhten Wirkungsquerschnittes ist noch nicht klar und insbesondere greift nicht der Erklärungsansatz von Rottke *et al.* [3]. Dafür gibt es dreierlei Argument: 1. in unserem Fall lag die maximale Intensität unter der Sättigungsintensität von  $2.5 \times 10^{14}$  W/cm<sup>2</sup> für die Einfachionisation, 2. wir beobachten praktisch keine Abhängigkeit des Effekts von der Intensität, und 3. wir sehen keine überhöhten Elektronenenergien für die lichtinduzierte Dissoziation (*bondsoftening*) wie dies bei Rottke *et al.* der Fall war.

## Referenzen

- [1] T. Zuo und A. Bandrauk, Phys.Rev.A **52**, R2511 (1995)
- [2] P. Corkum, Phys.Rev.Lett. **71**, 1994 (1993)
- [3] H. Rottke *et al.*, Phys.Rev.Lett. **89**, 013001 (2003)

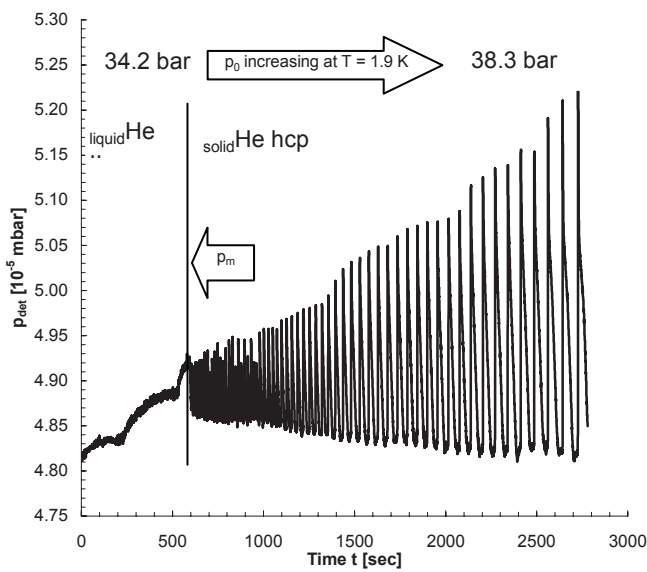


## New phenomenon in expansion of solid $^4\text{He}$ into vacuum

Manuel Kász, Robert E. Grisenti, Giorgio Benedek, J. Peter Toennies, Reinhard Dörner

The beam intensity in expansion of solid helium through a 2  $\mu\text{m}$  diameter nozzle into vacuum presents a sequence of periodic “Geyser-like” bursts with a period time in the order of seconds or minutes depending on the source pressure  $p_0$  and the nozzle temperature  $T_0$ .

Fig 1. shows the pressure in the detector chamber depending on time. By increasing the source pressure  $p_0$  in the nozzle tube the detector pressure starts oscillating right above the melting pressure  $p_m$ . The period time of the oscillations increases with the source pressure.



**Fig 1.** Time dependency of pressure  $p_{\text{det}}$  by increasing source pressure  $p_0$ . The periodic behavior appear at  $p_0 = p_m$ .

The beam flux intensity oscillates periodically with a definite period time  $\tau_0$ . Referring the fluctuation of the beam flux to the total flux the oscillating portion related to the total flow has an amount of between 1.5 and 10 percent. It is remarkable that the beam intensity changes scarcely between liquid and solid conditions.

The periodic behavior in the beam flux can be explained by the following model: At source pressures  $p_0$  and temperatures  $T_0$  above the melting line helium becomes solid inside the nozzle tube. However optical observation of the jet beam indicates a liquid beam expanding into vacuum. This leads to the assumption that the solid helium inside the nozzle tube becomes liquid. According to this there must be a solid/liquid interface close to the nozzle, where  $p$  is equal to the melting pressure  $p_m(T)$  that depends on the source temperature  $T_0$ .

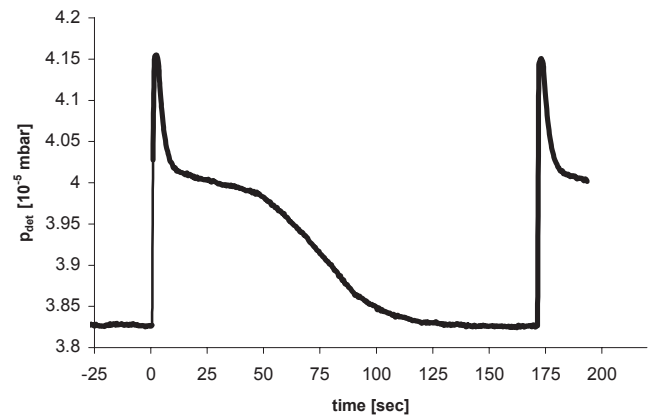
Atoms exchange across the S/L interface out of the crystal. They leave a vacancy at their former lattice site. The periodic behavior in the beam flow can be described by vacancy motion in solid  $^4\text{He}$ . Between  $p_m(T)$  and the bulk solid helium inside, where  $p$  is equal to the source pressure  $p_0$ , exists a pressure gradient that forces the vacancies to drift inside the bulk solid. The motion of the vacancies by drift is additional to the diffusion caused by a concentration gradient between the S/L interface and bulk Helium. Recombination is

suppressed because the vacancies will be grasped by the pressure gradient.

In this assumption the orifice acts as a source for excess vacancies increasing the concentration below the equilibrium concentration by increasing the vacancies lifetime. The density current of vacancies is given by:

$$j_v(t) = -D_v x'_v(r_{sl}, t) + u_v x_v(r_{sl}, t)$$

,where  $D_v$  is the diffusion coefficient,  $x_v(r_{sl}, t)$  the vacancy concentration and  $u_v$  the mobility determined by the vacancy drift.



**Fig 2.** Single period at  $T_0 = 1.725 \text{ K}$  and  $p_0 = 35 \text{ bar}$ .

At a region around the nozzle, where the pressure gradient disappears, vacancies start accumulating until a critical concentration of vacancies is reached. This leads to a percolative collapse of this zone and all vacancies in the crystal are bleached. The assumption of the lattice collapse is supposed to be the reason of the periodic peak in the signal. The collapse resets the initial condition inside the tube, and vacancies restart generating at the S/L interface, than they move by the influence of drift and diffusion and finally they accumulate again.

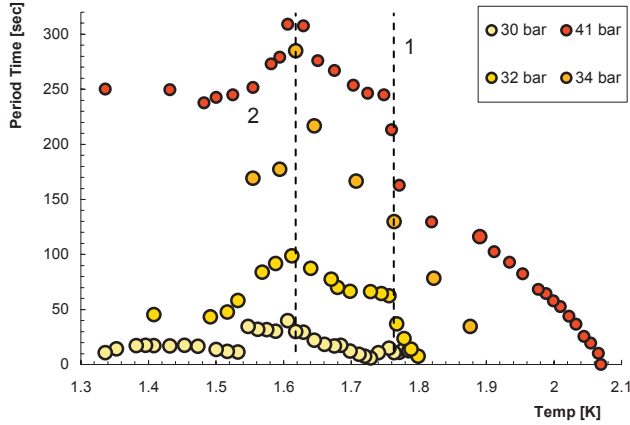
Fig. 2 shows a single period at temperature  $T_0 = 1.725 \text{ K}$  and source pressure  $p_0 = 35 \text{ bar}$ . The peak at given time  $t = 0 \text{ sec}$  indicates the depletion of vacancies. The attenuated shape is determined by interaction of diffusion, drift and recombination.

Experiments have confirmed that the oscillating behavior – meantime declared as “Geyser effect in solid  $^4\text{He}$ ” – occurs right at the melting line yet following the bcc-hcp transition at lower temperatures. Basically the main interest regards to observations in period time  $\tau_0$ . The experiments were concentrated in the temperature dependent behavior of the oscillations at constant source pressure. Fig. 3 gives a summarize of period time  $\tau_0$  according to constant pressure  $p_0$ . Line (1) marks the temperature  $T_0$ , where the transition of hcp to bcc solid  $^4\text{He}$  occurs. This approximately corresponds



also to the lambda transition at melting. Whether the increase in period time is depending on bcc-hcp or HeI-HeII transition is still not completely understood.

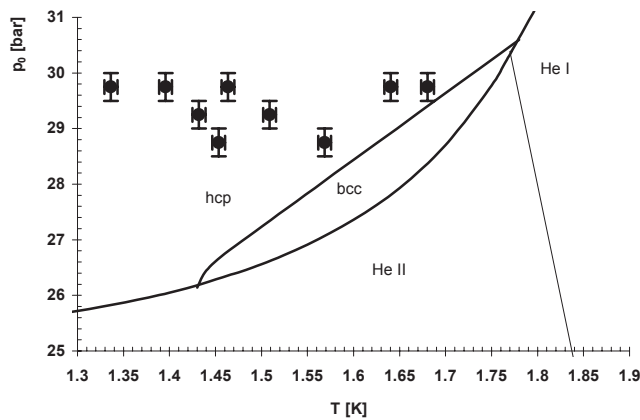
The more interesting result is the maximum in period time around 1.62 K shown at line (2). The temperature at which the maximum period time occurs is independent of source pressure  $p_0$ .



**Fig 3.** Period time  $\tau_0$  in dependency of temperature  $T_0$  for different nozzle pressures  $p_0$ . Line (1) marks the transition between bcc-hcp solid  $^4\text{He}$  and He I, He II, respectively. Line (2) indicates the independency of pressure  $p_0$  at the maximum in period time  $\tau_0$ .

The decrease in  $\tau_0$  indicates that vacancies seem to move faster below 1.62 K. Experiments have shown that the decrease in period time according to the maximum period time increases with decreasing source pressure. This leads to the assumption that the oscillating behavior seems to vanish at lower pressures.

Further experiments confirmed the assumption. In these experiments the source pressure  $p_0$  was increased starting in the liquid phase. The points as seen in fig. 4 indicate the pressure where the oscillation behavior appears by increasing source pressure  $p_0$ . At temperatures  $T_0$  below 1.57 K the points follow the bcc line. Beyond 1.57 K the oscillations appear at higher pressures well above the bcc-hcp transition.



**Fig 4.** Phase diagram of  $^4\text{He}$ . The black circles indicating the source pressure  $p_0$ , at which the oscillation behavior appears. Below this pressure the solid shows an behavior like a liquid.

The results indicate that solid  $^4\text{He}$  at conditions between the melting line and the first oscillating appearance shows a

plastic flow[3,4] behavior similar to that of a liquid. The results indicate a possible evidence for the so called “Supersolid-state” in  $^4\text{He}$  predicted by Lifshitz and Andreev[5]. Further interpretations meanwhile belong to the assumption of an expansion of the bcc phase in non-equilibrium conditions. Proceeding experiments will - among other things - investigate the influence of  $^3\text{He}$  to the phenomenon.

We thank BMBF/GSI and INFN Fellowship HPMT-CT-2001-00242 for the financial support.

## References:

- [1] R. E. Grisenti, J. P. Toennies, Phys. Rev. Lett. 90, 23401 (2003)
- [2] H. Suzuki, J. Phys. Soc. Jpn. 35, 1472 (1973)
- [3] I. Berent, E. Polturak, Phys. Rev. Lett. 81, 846 (1998)
- [4] R. E. Grisenti, M. Kász, J. P. Toennies, G. Benedek, F. Dalfovo, (2004) submitted to PRL
- [5] A. F. Andreev and I. M. Lifshitz, Sov. Phys. JEPT 29, 1107 (1969)

# Der Einfluss von Metall-Dielektrikum-Übergängen in der Plasmakammer der 14GHz EZR-Ionenquelle

L. Schachter und S. Dobrescu,

Institute of Physics and Nuclear Engineering (IFIN-HH), Bucharest- Rumänien

K. E. Stiebing und J.D. Meyer, IKF

Ein Schwerpunkt der Forschung an der Elektron-Zyklotron-Resonanz(EZR)-Ionenquelle befasst sich mit aktuellen Fragen der Quellenentwicklung. Trotz ihrer bereits weit verbreiteten Verwendung sind einige der, zur Verbesserung der Eigenschaften dieses Quellentyps standardmäßig eingesetzten Modifikationen noch immer ungeklärt und werden kontrovers diskutiert. So ist bekannt, dass bei Beschichtung der Plasmakammerwand mit speziellen Materialien, eine deutlich erhöhte Ionenausbeute erzielt werden kann („wall coating“ Effekt). Insbesondere konnte in Versuchen an der Frankfurter Ionenquelle nachgewiesen werden, dass sehr dünne Metall-Dielektrikum-Übergänge (MD-Übergang) die Ausbeute an sehr hochgeladenen Ionen um Faktoren bis zu 50 erhöht [1]. Um der Frage nachzugehen, ob hier der spezielle Charakter des MD-Übergangs entscheidend ist, oder ob es sich lediglich um die Einbringung einer Isolatoroberfläche als Plasmakammerwand handelt, haben wir im Berichtszeitraum ein Experiment an der Frankfurter Anlage durchgeführt.

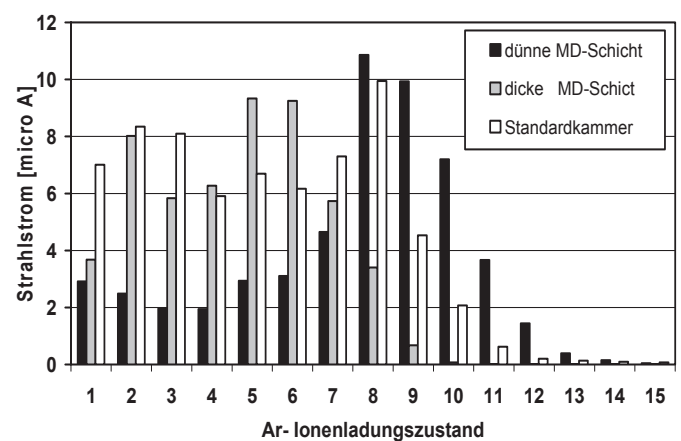
Zu diesem Zweck wurden im Bukarester Institut zunächst zwei Aluminiumzylinder hergestellt, deren Innenseiten mit zwei verschiedenen dicken  $\text{Al}_2\text{O}_3$  beschichtet wurden. Bei der Herstellung wurde darauf geachtet, dass einer der Zylinder die typischen Eigenschaften aufwies, wie sie die bisher zur Erhöhung der Ausbeute an der Anlage benutzten Zylinder besaßen. Hierbei handelte es sich um Schichten deren Dicke so eingestellt wurde dass, aufgrund des Feldgradienten über der dünnen Schicht bei Belegung der Isolatoroberfläche mit Ladungen (z.B. durch Primärladung aus dem Verlustkegel des Plasmas) eine deutliche Erhöhung der Sekundärelektronenemission durch die Schicht zu erwarten war. Gegenüber diesem „dünnen“ MD-Zylinder wurde der zweite Zylinder so dick beschichtet, wie es der elektrochemische Prozess zuließ. Über dieser Schicht ist der Feldgradient nicht mehr zur Sekundärverstärkung ausreichend. Dieser „dicke“ Zylinder stellte also einen idealen Isolator dar.

Die Zylinder wurden in die Plasmakammer der Frankfurter Quelle so eingebracht, dass sie die radialen Wände der Plasmakammer im Bereich des Plasmas vollständig abdeckten. Beim Einbau eines Zylinders wurde darauf geachtet, dass er gut an der gekühlten Kammerwand anlag, um ein Aufschmelzen des Aluminiums durch das Plasma zu vermeiden. Typische Ladungszustandsverteilungen (CSD) sind in Abb.1 gezeigt, wie sie in der Versuchsreihe mit den beiden Zylindern und mit der Standardkammer (Edelstahl) gemessen wurden. Die Auswertung von je 25 CSD-Spektren für die beiden Fälle ist in Tab. 1 zusammengefasst. Das Ergebnis belegt sehr deutlich, dass es nicht ausreicht, die drastische Erhöhung hoher Ladungszustände, die beim dünnen MD-Zylinder gemessen wurde [1] durch den Isolatorcharakter der MD-Schicht zu erklären. Offensichtlich ist die Fähigkeit der dünnen Schicht zur Sekundärelektronenemission bei Beschuss mit primären Ladungsträgern ein Schlüssel zu dem guten

MD-Schicht	$\langle q \rangle$	$\Sigma I(q)_H / \Sigma I(q)_{\text{tot}}$
dick	8.25	0.6%
dünn	10.02	12 %

**Tabelle 1:** Mittlerer Ladungszustand  $\langle q \rangle$  und relativer Anteil der Ionen mit  $q > 10^+$  an der Gesamtladungsverteilung. Die Daten sind gemittelt über eine Gesamtstatistik von ca. 25 Ladungsverteilungen pro MD-Schicht.

Ergebnis. Der genaue Mechanismus ist damit allerdings noch nicht geklärt. So könnten die Kompensation der Verluste an Plasmaelektronen durch Sekundärelektronen ebenso, wie auch die Beeinflussung der Plasma-Wand-Wechselwirkung durch die Kopplung der beiden Ströme (primäre und sekundäre Ladungsträger) den Effekt hervorrufen. Die Studien werden fortgesetzt.



**Abbildung 1:** Ar-Ionen-Ladungszustandsverteilungen für die Standardkammer (Edelstahl) im Vergleich zu Messungen, mit MD-Schichten als Wandmaterial der Plasmakammer

Referenzen:

[1] L.Schachter, et al., Rev. Sci. Instrum. **71**, 918(2000)

unterstützt durch die Europäische Kommission “Center of Excellence IDRANAP” Grant No. ICAI-CT-2000-70023

## Extension of the ESR electron spectrometer into the few 100 keV range

S. Hagmann<sup>1</sup>, Th. Stöhlker<sup>1,2</sup>, M. Nofal<sup>1</sup>, M. Martin<sup>2,3</sup>, Ch. Kozhuharov<sup>1</sup>, R. Moshhammer<sup>4</sup>, J. Ullrich<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Inst. f. Kernphysik, Universität Frankfurt, <sup>2</sup> GSI – Darmstadt, <sup>3</sup> Leonardo da Vinci Trainee, Universidad de Salamanca, <sup>4</sup> Max Planck Inst. f. Kernphysik, Heidelberg

We are presently upgrading the electron detection system of the new zero degree electron spectrometer at the ESR target section. The spectrometer is designed to allow the reconstruction of primordial momentum vectors of high energy electrons emerging from the target zone. In the very near future it will become an important part of a Reaction-Microscope which will be installed for kinematically complete collision experiments. Then, the interplay between both spectrometers will enable for the first time fully differential measurements of a) multiple ionization in collisions of relativistic highly-charged ions with atoms and molecules, b) electron impact ionization and excitation of projectile ions in arbitrary charge states and c) emission of electron Bremsstrahlung via inverse kinematics using Cusp electron x-ray coincidences.

After first successful tests of the new ESR electron spectrometer during commissioning in 2002/2003 it is planned as a next step to perform experiments on non-radiative (ECC) and radiative (RECC) electron capture in ion-atom collision, where a target electron is transferred to the low lying continuum of the projectile ion. A distinction of these two processes, which have been predicted to occur with comparable cross sections at approximately 30 to 50 AMeV beam energies, has never been achieved experimentally. From the theoretical point of view the angular distributions of these so-called Cusp electrons will be of particular interest. At expected electron energies of below 20 keV the existing electron detector with large area channel-plates in Z-stack configuration will be entirely sufficient to perform these experiments. The detector is equipped with a 2D position sensitive delay-line anode with multi-hit capability. Electrons impinging with time intervals  $\Delta t$  down to below 20 ns are identified as individual particles and analyzed with respect to their time of arrival and impact position.

Due to the rapid loss of sensitivity with increasing electron energy such standard channel-plate detectors are not very practical, however, for electrons with energies much beyond 20 keV. On the other hand, even though for high energy electrons around 100 keV and above diamond detectors are available, it appears desirable to extend the use of the present versatile low energy electron detector with its powerful 2D position readout to higher beam energies of 400 AMeV corresponding to Cusp electron energies around 200 keV and binary encounter energies of 800 keV.

As suggested occasionally in the literature, one practicable solution would be to use a converter in front of the detector in order to transform a high-energy electron into one or more low-energy ones which are detectable with high efficiency. Obviously, any material with a very low or even negative electron affinity results in a high conversion effi-

ciency as long as electron losses due to absorption inside the converter material are small. We have investigated a number of materials with negative electron affinity as converters using a <sup>207</sup>Bi electron source for testing purposes with dominant conversion lines around 490 and 990 keV. This source is positioned opposite to the detector and presently only allows for a small variation in its orientation relative to the channelplate detector.

A survey conducted with different metal oxides in a variety of thicknesses and biased with moderate voltages against the front of the channel-plate detector did not produce very promising results. We did not find a significant conversion gain as had been expected from the use of negative electron affinity materials. Most likely this can be attributed to the fact that the current test experiments were conducted in a vacuum of a few  $10^{-7}$  Torr and not in UHV with clean baked surfaces of the intended converters.

We have currently begun a series of tests using a separate channel-plate for conversion mounted a few mm in front of the detector. The converter-plate can be biased independently. We are currently measuring encouraging conversion yields; a reliable quantitative number will depend on verification of magnitude of suppression of the amplification of positive ion background. In addition, a different test chamber with more flexibility for the positioning of the <sup>207</sup>Bi source is currently being installed. The possible effect of degradation of position resolution due to the converter plate will also be addressed. These promising first results can be viewed as an important step towards position resolved detection of energetic electrons with high efficiency and, correspondingly, coincidence experiments with the ESR electron spectrometer in the 20 to 800 keV energy range.

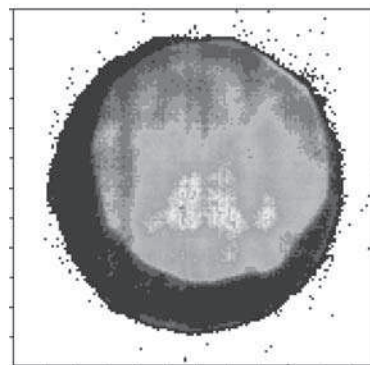


Figure 1: Image of the 80 mm diameter electron detector with a 50mm diameter converter-plate positioned asymmetrically in front. The area outside the 50mm plate is exposed directly to electrons from the <sup>207</sup>Bi source (490 and 990 keV). The enhanced electron count-rate as a result of the converter-plate is apparent.

## Upgrade of an electrostatic toroidal electron energy analyzer

N. Lineva<sup>1</sup>, S. Hagmann<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>GSI-Darmstadt, Land; <sup>2</sup>Institut f. Kernphysik, Univ. Frankfurt

The successful use of heavy ions in radiotherapy is based on their elevated radiobiological efficiency (RBE). A quantitative understanding and development of theoretical models with a predictive power requires a detailed knowledge of the microscopic distribution of dose inside each particle track; high and localized doses produce double strand breaks in the DNA which are instrumental in suppression of cell-repair mechanisms. A quantitative understanding of the pivotal microscopic dose distributions is provided by the heavy ion induced electron emission, as this is the base of track formation and structure.

We have initiated a quantitative study of the ionization density inside a track; this aids in deriving the radial dose distribution which in turn determines the RBE.

The best direct experimental access to ionization density is via spectroscopy of the electron continua emitted in the ionization process, i.e. measuring double differential cross sections (DDCS, differential in electron energy and emission angle) of electron emission after heavy ion impact from selected condensed media. However, the direct determination of these DDCS for heavy ion induced electron emission from solid targets is significantly complicated by the fact that electrons in the energy range of interest, i.e. few eV up to 1000eV, produced inside a solid target, will undergo numerous inelastic and elastic scattering processes even in the thinnest technically feasible target foil before entering the electron spectrometer. Inelastic mean free path of electrons with energies between few eV and approximately 1000eV is non monotonic with electron energy, is target Z dependent and ranges between 6 and 40 Angstrom. This leads to a potentially severe loss of information on energy and emission direction of primordial electrons and to corresponding production of secondary electrons by primary electrons on their path to the surface of the target. It is therefore of utmost importance to devise procedures where the electron production process and the subsequent transport of ionized electrons inside the condensed medium to the surface become separable. Experimental data on inelastic collisions of electrons in this energy range inside solid targets are scarce. For uniquely interpreting spectra from heavy ion impact it is thus essential to also measure differential ion backscattering spectra in the electron energy range of a few eV to 1000 eV for incident electron energies up to 1000eV. Complimentary we will also use projectile Auger electrons from heavy ions and target Auger electrons to map inelastic collisions inside a solid and thus calculate the necessary scattering corrections factors for deriving the DDCS.

In order to measure DDCS for low energy electrons we are currently rebuilding an electrostatic toroidal electron spectrometer (see fig. 1) to adapt it to a flexible set-up for various beam environments and to achieve transportability in order to move it easily to other accelerator laboratories so that spectroscopy over a wide range of ion impact energies be facilitated.

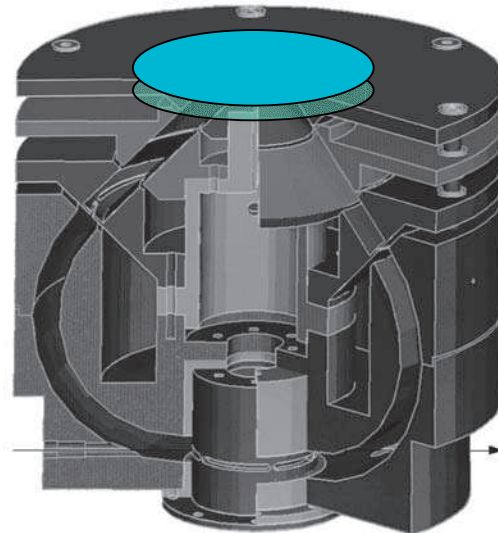


Fig. 1: electrostatic toroidal electron energy analyzer

The target chamber, which is equipped with double  $\mu$ -metal shield to reduce earth- and other stray magnetic fields to remnant field levels of 1mG has been modified and provided with a new compact stand as to allow simultaneous accessibility to the target zone and the 2D position sensitive electron detector area. A modified target wheel assembly has been installed which permits via a manual drive a precise positioning of any target from outside the vacuum; the turn around time for target wheel change during beam times has thus been reduced to below 2h.

The channelplate detector in the spectrometer is equipped with a 2D position sensitive delay line anode. The data taking and analysis programs have been upgraded to MBS and GO4. For external experiments an autarc data taking system based on COBOLD is being developed. A backscattering spectrum for 3keV electrons on Au is given in fig 2.

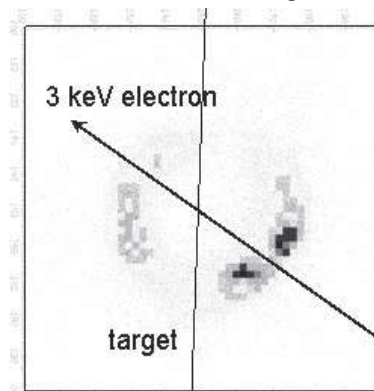


Fig.2: Angular distribution of electrons with energy between 100eV and 3000eV, note enhancement of emission perpendicular to target surface.



## Zwei-Elektronen-Photoemission von Cu(111)

<sup>1</sup>M. Hattaß, <sup>1</sup>A. Czasch, <sup>1</sup>S. Schössler, <sup>1</sup>T. Jahnke, <sup>1</sup>M. Schöffler, <sup>1</sup>O. Jagutzki, L.Ph.Schmidt<sup>1</sup>, <sup>2</sup>C. Winkler,  
<sup>2</sup>J. Kirschner, <sup>1</sup>R. Dörner, <sup>1</sup>H. Schmidt-Böcking

<sup>1</sup> Institut für Kernphysik, Universität Frankfurt, August-Euler-Str. 6, 60486 Frankfurt

<sup>2</sup> Max-Planck-Institut für Mikrostrukturphysik, 06210 Halle/Saale

Die Zwei-Elektronen-Photoemission von Oberflächen ist, im Gegensatz zum komplementären Prozess an freien Atomen und Molekülen, ein relativ junges Forschungsgebiet. Deutliche Fortschritte konnten durch die Entwicklung eines für die Photoelektronen-Spektroskopie an Festkörpern neuartigen Mess-Systems erreicht werden [1,2]. Dieses am IKF entwickelte Spektrometer basiert - wie auch bei den vorhandenen COLTRIMS-Systemen - auf dem Abbilden des gesamten Impulsraumes der Reaktion auf einen orts- und zeitauflösenden Detektor. Dies wird zum einen durch die Wahl geeigneter elektrischer und magnetischer Führungsfelder, sowie durch die Verwendung von Detektoren mit Multihit-Fähigkeiten ermöglicht.

Im Oktober 2003 wurden mit diesem System weitere Messungen am Hamburger Synchrotron-Strahlungslabor (HASYLAB) zur Zwei-Elektronen-Photoemission durchgeführt. Dabei konnte durch eine Modifizierung der Extraktionselektroden eine weitere Verbesserung der Auflösung erreicht werden.

Abbildung 1 zeigt die Entwicklung der koinzidenten Zwei-Elektronen-Energieverteilung mit der eingestrahlichten Photonenenergie. Die maximal mögliche Gesamtenergie des Paares ist dabei stets durch  $E_1 + E_2 \leq h\nu - 2W$  gegeben ( $W$ : Austrittsarbeit des Materials). Für die Betrachtung werden zunächst nur Elektronen berücksichtigt, deren Gesamtenergie nahe dieser Schwelle liegen, da nur hier davon ausgegangen werden kann, dass keine inelastischen Energieverluste beim Transport zur Oberfläche entstanden sind. Deutlich zu erkennen ist der Übergang von einer nahezu symmetrischen ( $E_1 = E_2$ ) zu einer asymmetrischen ( $E_1 \gg E_2$ ) Energieaufteilung des Paares. Der Grund hierfür liegt wesentlich in der Brechung der Elektronentrajektorie beim Übertritt ins Vakuum. Aufgrund der Existenz des kritischen Winkels, der durch

$$\sin(\vartheta_{krit}) = \sqrt{\frac{E - V_0}{E}}$$

gegeben ist, können nur Elektronen, die innerhalb des Fluchtkegels  $0 < \vartheta < \vartheta_{krit}$  liegen ( $\vartheta$ : Winkel zur Oberflächennormalen unter der Oberfläche), den Festkörper verlassen. Durch diesen Effekt können bei niedrigen Energien viele Elektronen die Oberflächenbarriere nicht mehr überwinden, was zu einer Unterdrückung der asymmetrischen Energieaufteilung – unabhängig von der Energieaufteilung unter der Oberfläche – führt. Mit zunehmender Photonenenergie und damit auch kinetischer Energie der Elektronen, ist dies wieder möglich.

Die Schwerpunktsbewegung des Elektronenpaares zeigt deutlich die Analogien der Zwei-Elektronen-Photoemission von einer Oberfläche mit der Doppel-Photoionisation am freien Atom auf. Abb. 2 zeigt hierzu den Schwerpunktsimpuls

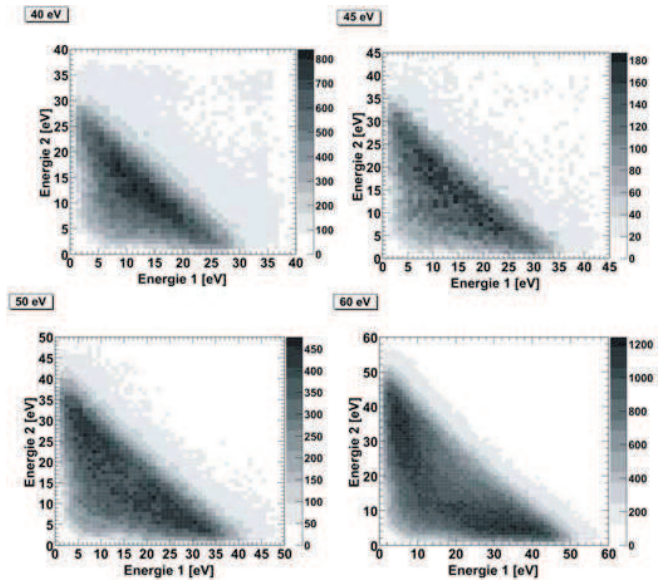


Abbildung 1 : Zwei-Elektronen-Energieverteilung bei verschiedenen Photonenenergien

des Paares in der Ebene parallel zur Oberfläche für verschiedene Photonenenergien. Die Betrachtung wird auf diese Impulskomponenten beschränkt, da diese bei der Transmission durch die Oberfläche erhalten bleiben. Der Lichteinfall liegt in der YZ-Ebene unter  $45^\circ$  zur Normalen, wobei die Projektion des Polarisationsvektors entlang der Y-Achse liegt. Durch die Skalierung des Wirkungsquerschnittes mit dem Faktor

$$\hat{e} \cdot (\vec{k}_1 + \vec{k}_2)$$

ist die Emission des Schwerpunktsimpulses  $\vec{k}_1 + \vec{k}_2$  in Richtung des Polarisationsvektors  $\hat{e}$  bevorzugt. Dies erzeugt eine Ausrichtung der Verteilung entlang der positiven Y-Achse. Diese ist bei 40 eV noch relativ schwach ausgeprägt, während sie bei 60 eV deutlich sichtbar ist. Zunächst wäre eine Symmetrie der Verteilung zur X-Achse zu erwarten, da beide Emissionsrichtungen gleichberechtigt sind (vgl. [3]). Durch die Existenz der Oberfläche wird diese Symmetrie allerdings gebrochen, da durch den schrägen Lichteinfall ein Teil der Intensität in den Festkörper, der andere Teil zur Oberfläche hin emittiert wird. Die Projektion der Ereignisse auf die Y-Achse (Abb. 2 rechts) zeigt schließlich, dass für hohe Energien auch ein zweiter Peak erkennbar wird. Dieser wird durch Elektronenpaare erzeugt, die zunächst in den Festkörper emittiert wurden und am Elektronengas eine Reflexion erfahren haben.

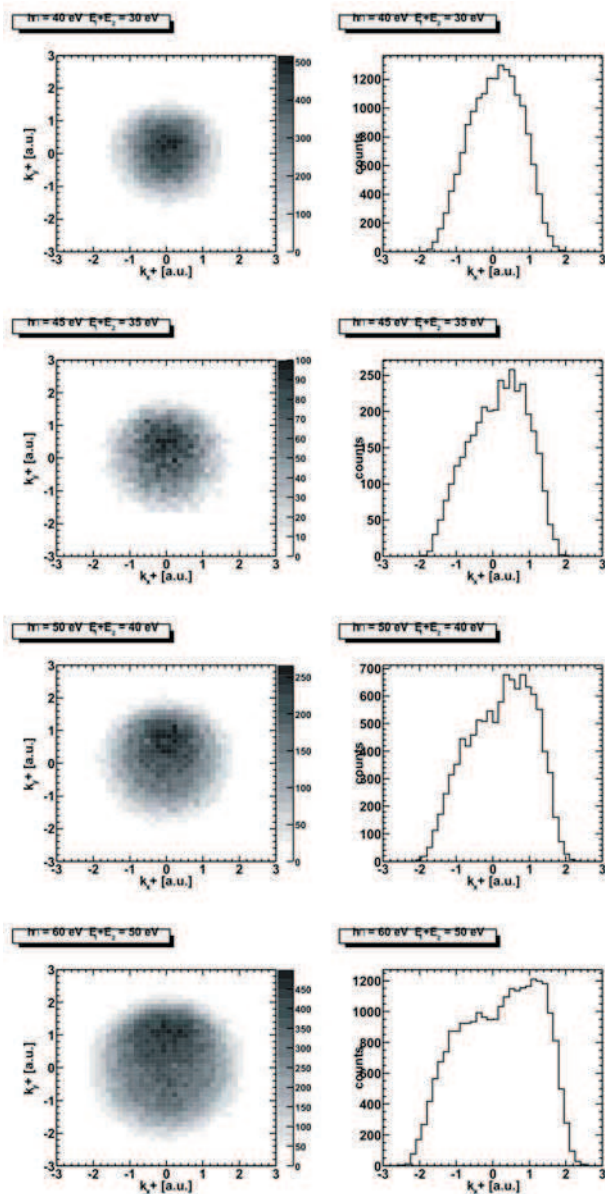


Abbildung 2 : Verteilung des Schwerpunktsimpulses in der Ebene parallel zur Oberfläche für verschiedene Photonenenergien.

Weitere Informationen über den Zwei-Elektronen-Photoemissionsprozess an Oberflächen, lassen sich aus Abbildung 3 entnehmen. Dargestellt ist hier die Winkelverteilung eines koinzidenten Elektrons in der Ebene parallel zur Oberfläche. Dabei ist der Anteil der kinetischen Energie dieses Elektrons an der Gesamtenergie des Paares festgehalten ( $E_1/(E_1+E_2)$ ). Es zeigt sich, dass bei geringer kinetischer Energie die Winkelverteilung nahezu isotrop ist. Mit steigendem Anteil an der Gesamtenergie, wird die Verteilung stärker ausgerichtet zur Y-Achse, wobei wieder eine Asymmetrie zur X-Achse festgestellt werden kann. Die Schwankungen auf dieser Dipol-ähnlichen Verteilung stammen von der Beugung des Elektrons am periodischen Gitter der Oberfläche. Dieses Ergebnis zeigt, dass mit zunehmenden Anteil der kinetischen Energie des Elektrons an der Gesamtenergie auch der größere Anteil an Drehimpuls durch das schnelle Elektron aufgenommen wird. Die Winkelverteilung des schnellen Elektrons nähert sich so der Verteilung an, die auch ein Elektron aus Einfach-

Photoemission bei gleicher Energie aufweist. Auch dieser Effekt lässt sich in der Doppel-Photoionisation an freien Atomen beobachten [3].

Die Ähnlichkeit der Zwei-Elektronen-Photoemission von einer Oberfläche mit der Doppel-Photoionisation am freien Atom in diesen integrierten Darstellungen ist bemerkenswert. Trotz der deutlichen Unterschiede in der Struktur der Wellenfunktionen (atomarer Zustand im Vergleich zur Bloch-Welle im Festkörper) und der Art der Potentiale (Ein-Zentren-Coulomb-Potential und periodisches Gitter) lassen sich wesentliche Analogien finden. Dies legt den Schluss nahe, dass der Photoabsorptionsprozess an sich die bestimmende Größe für die beobachteten Phänomene ist und nicht die Struktur des jeweiligen Systems.

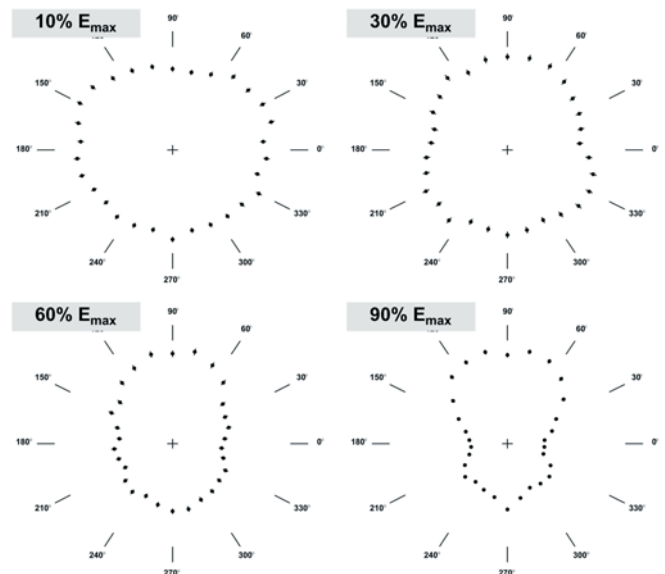


Abbildung 3 : Winkelverteilung eines koinzidenten Elektrons in der Ebene für verschiedene Anteile der kinetischen Energie des Elektrons an der Gesamtenergie ( $E_{\max}=E_1+E_2$ ) des Paares.

## Referenzen

- [1] M. Hattaß et al. Jahresbericht 2001
- [2] M. Hattaß et al. Jahresbericht 2002
- [3] R. Dörner et al. Phys. Rev. A 57 (1998) 1974

# Magnetic Substate Population for Electron Capture into Bare Uranium Investigated in Atomic Collisions at Low Energies

A. Oršić Muthig<sup>1,2</sup>, Th. Stöhlker<sup>1,2</sup>, A. Gumberidze<sup>1,2,3</sup>, D. Banaś<sup>1,4</sup>, J. Fiol<sup>5</sup>, S. Fritzsche<sup>6</sup>, S. Hagmann<sup>1,2</sup>, C. Kozhuharov<sup>1</sup>, R. Mann<sup>1</sup>, R. Olson<sup>5</sup>, R. Reuschl<sup>1,2</sup>, U. Spillmann<sup>1,2</sup>, A. Surzhykov<sup>6</sup>, and S. Tachenov<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>GSI, Darmstadt; <sup>2</sup>IKF, Universität Frankfurt; <sup>3</sup>Tbilisi State University, Georgia; <sup>4</sup>Institute of Physics, Świętokrzyska Academy, Kielce, Poland; <sup>5</sup>University of Missouri-Rolla, USA; <sup>6</sup>Universität Kassel

In collisions of heavy ions with light target atoms, electron capture is mainly associated with two processes. Whereas at high energies, radiative electron capture (REC) dominates the competing non-radiative electron capture (NRC) is most important at low collision energies. In this process energy and momentum is shared between the collision partners, i.e. projectile, target nucleus and the electron. In our present report the subject of interest is an experimental study of the magnetic subshell population for NRC into high-Z projectiles. The latter can be addressed by measurements of the angular differential emission characteristics. Recently, at energies where

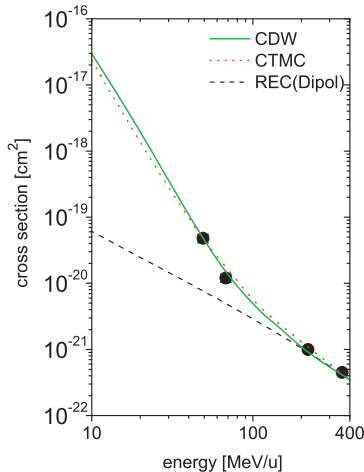


Figure 1: REC and NRC cross sections as function of energy, full circles are measured data [2]. The red dotted curve represents CTMC results for NRC, the green solid curve gives CDW results, to both theories a dipole approximation theory (dashed line) is added to account for REC.

REC dominates, a strong anisotropy of the  $\text{Ly}\alpha_1$  transition ( $2p_{3/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ ) was observed [1]. We report now on the measurement of the alignment of the  $2p_{3/2}$  subshell populated by nonradiative capture. The measurements were performed at the jet target of the ESR where six detectors were placed at  $15^\circ$ ,  $36^\circ$ ,  $60^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $120^\circ$  and  $150^\circ$ . The angular distribution pattern of the  $\text{Ly}\alpha_1$  radiation was fitted as described in [1] using a  $W(\theta) \propto 1 + \beta_A(1 - \frac{3}{2}\sin^2\theta)$  distribution where  $\theta$  is the relative angle between the projectile direction and the emission direction of the photon. In the case of the  $2p_{3/2}$  level, the anisotropy coefficient is related to the alignment parameter  $\mathcal{A}_{20}$  by, cf. [3]:  $\beta_A = \frac{1}{2} \cdot \mathcal{A}_{20} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\sigma(\frac{3}{2}, \pm \frac{3}{2}) - \sigma(\frac{3}{2}, \pm \frac{1}{2})}{\sigma(\frac{3}{2}, \pm \frac{3}{2}) + \sigma(\frac{3}{2}, \pm \frac{1}{2})}$ . When comparing between theory and experiment, one has to take into account cascade and multipole mixing effects [3]. The latter was described in [4] with the result that in the case of the  $2p_{3/2}$  state in  $\text{U}^{91+}$  it gives a 30% correction for the anisotropy parameter. The cascade effect accounts for the transfer of alignment from higher shells to the L shell. For

NRC the capture cross section into shells with  $n$  greater than 2 is relatively large, the initial alignment resulting from direct capture into  $n=2$  is changed significantly by cascades. For the NRC process capture in higher  $j$ -states dominates. This provides the possibility of anisotropy transfer which can only happen via states with  $j \neq \frac{1}{2}$ . The kinematic capture is considered within the Continuum Distorted Wave approximation (CDW) [5] and the  $n$ -body Classical Trajectory Monte Carlo (nCTMC) theory [6]. Surprisingly both theories give almost identical results concerning both the total (cf. fig. 1) and the  $n, l, j$  subshell differential cross sections. In the case of the  $m_j$ -differential cross sections, however, i.e. for the case of the magnetic sublevel population most sensitive to the details of the capture mechanism, only the CDW approach is in agreement with the experimental finding. This is displayed in figure 2 where the measured data are given in comparison with both theories. Note, for comparison, cascade effects as well as multipole mixing are considered in addition. In summary, the current experimental study show that in

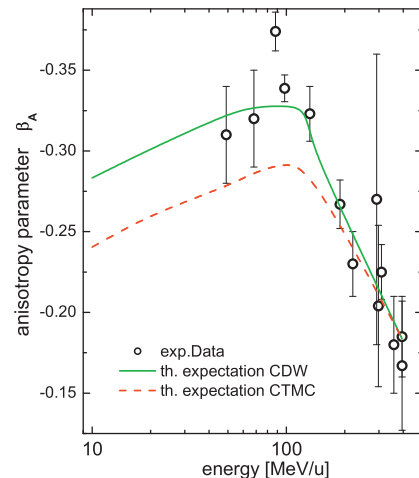


Figure 2: Exp. anisotropy parameter as function of energy. The full green line (CDW) is in good agreement with the measurements, CTMC (dashed red) underestimates.

low-energetic collisions of highly-charged heavy ions corresponding to perturbation parameters  $Q/v$  of 2 and larger, electron capture leads to an extreme alignment of atomic states favoring levels with small magnetic projection numbers.

## References

- [1] Th. Stöhlker *et al.*, Phys.Rev.Lett. **79**, 3270 (1997)
- [2] Th. Stöhlker *et al.*, Phys.Rev. **A58**, 2043 (1998)
- [3] A. Surzhykov *et al.*, Phys.Rev.Lett. **88**, 153001 (2002)
- [4] A. Oršić Muthig *et al.*, GSI Annual Report 2002
- [5] Dž. Belkić *et al.*, Phys. Rep. **59**, 279 (1979)
- [6] R.E.Olson and A.Salop, Phys.Rev. **A16**, 531 (1977)



# Polarization Studies for Radiative Recombination into High-Z Ions

S. Tashenov<sup>1,2</sup>, Th. Stöhlker<sup>1,2</sup>, D. Banas<sup>1,6</sup>, H.F. Beyer<sup>1</sup>, S. Fritzsche<sup>7</sup>, A. Gumberidze<sup>1,2,8</sup>,  
S. Hagmann<sup>1,3</sup>, C. Kozhuharov<sup>1</sup>, Th. Krings<sup>9</sup>, X. Ma<sup>5</sup>, A. Orsic Muthig<sup>1,2</sup>, D. Protic<sup>9</sup>,  
D. Sierpowski<sup>4</sup>, U. Spillmann<sup>1,2</sup>, A. Surzhykov<sup>7</sup>, A. Warczak<sup>4</sup>.

<sup>1</sup>GSI-Darmstadt, <sup>2</sup>IKF, University of Frankfurt, <sup>3</sup>Kansas State University, USA, <sup>4</sup>Institute of Physics, Cracow University, Poland, <sup>5</sup>IMP, Lanzhou, China, <sup>6</sup>Institute of Physics Swietokrzyska Academy, Kielce, Poland, <sup>7</sup>Universität Kassel, <sup>8</sup>Tbilisi State University, Georgia, <sup>9</sup>FZ-Jülich.

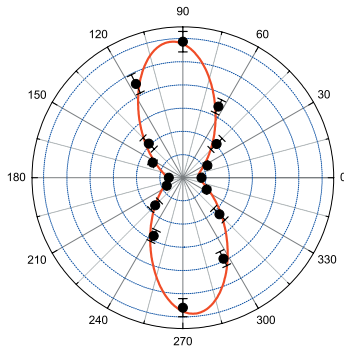


Figure 1: Angular distribution of the normalized Compton scattering intensity  $I_\phi/I_{\phi+90^\circ}$  for K-REC radiation produced in 400 MeV/u  $U^{92+} \rightarrow N_2$  [6].

Theoretical studies performed recently showed the sensitivity of the linear polarization of radiative recombination transitions to the presence of spin-flip effects. They lead to a depolarization of the x-ray emission in particular in the forward hemisphere [1, 2]. Even more, these theoretical investigations predict that this process may reveal the degree of polarization of the particles involved in the interaction (electrons or ions), provided an experimental tool is available to measure precisely the orientation of the photon polarization vector with respect to the scattering plane (see [3]). Experimentally, the topic of linear photon polarization in the hard x-ray regime (above  $\sim 60\text{keV}$ ) can be addressed with high efficiency by a new generation of solid state detectors capable to provide energy as well as position information for the detected photons. Polarization measurements can then be performed by exploiting the dependence of the differential Compton scattering cross-section on the linear polarization of the initial photon as predicted by the Klein-Nishina formula (see GSI scientific report [4]).

For bare uranium ions (400 MeV/u) a polarization study for REC into the K-shell has recently been performed at the jet-target of the storage ring ESR. For this purpose a planar germanium pixel detector [5] was used, mounted at an observation angle of  $90^\circ$  and  $60^\circ$ , respectively. In the experiment the photon polarization is obtained by a coincident registration of events occurring simultaneously in two pixels. One pixel registers the Compton recoil electron ( $\Delta E$ ) and the other the outgoing scattered photon ( $\hbar\omega'$ ) whereby the sum energy is constant and refers to REC into the K-shell ( $E_{K-REC} = \Delta E + \hbar\omega'$ ).

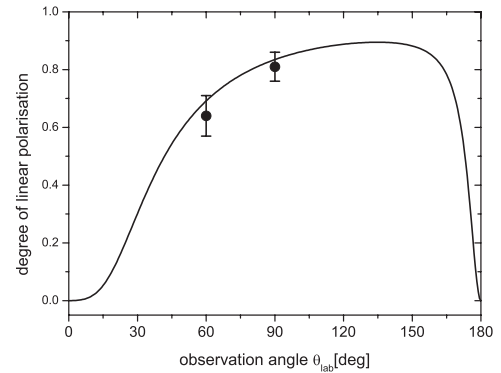


Figure 2: The degree of linear polarization of K-REC radiation produced in 400 MeV/u  $U^{92+} \rightarrow N_2$  collisions: solid circles (this work); solid line (theory [1, 2] [6]).

In Figure 1, the normalized Compton scattering distribution obtained for  $90^\circ$  observation geometry is displayed [4]. The anisotropic intensity distribution observed in the figure points to a strong polarization of the K-REC radiation in the reaction plane. The data displayed refer to the normalized Compton scattering intensity  $I_\phi/I_{\phi+90^\circ}$  (for the definition of  $\phi$  compare Ref.[4]) The full line in the figure is a fitting result using a Monte-Carlo simulation of the detector response based on the Klein-Nishina formula [6]. The 4x4 matrix detector geometry provides with 32 different scattering directions.

As depicted in Figure 2, the final results (full points) appear to be in good agreement with theoretical predictions given independently by J. Eichler et al. [1] and A. Surzhykov et al. [2] (see solid line for comparison). The uncertainties given contain the statistical error and a detector related systematic uncertainty (estimated to be of the order of  $\simeq 10\%$ ).

## References

- [1] J. Eichler and A. Ichihara, Phys. Rev. A 65, (2002) 062716.
- [2] A. Surzhykov et al., Phys. Rev. A 68, (2003).
- [3] A. Surzhykov et al., contribution to this scientific report (2004).
- [4] S. Tashenov et al., GSI Annual Report (2002).
- [5] Provided by D. Protic et al., IKP FZ-Jülich (2002).
- [6] S. Tashenov, to be published.



## The Ground-State Lamb Shift in H-like Uranium

A. Gumberidze<sup>1,2</sup>, Th. Stöhlker<sup>1,2</sup>, D. Banaś<sup>1,3</sup>, G. Bednarz<sup>4</sup>, H. F. Beyer<sup>1</sup>, F. Bosch<sup>1</sup>, X. Cai<sup>5</sup>,  
S. Hagmann<sup>1,2</sup>, O. Klepper<sup>1</sup>, C. Kozhuharov<sup>1</sup>, D. Liesen<sup>1</sup>, X. Ma<sup>1,5</sup>, P. H. Mokler<sup>1,6</sup>,  
A. Oršić Muthig<sup>1,2</sup>, D. Sierpowski<sup>4</sup>, Z. Stachura<sup>7</sup>, M. Steck<sup>1</sup>, S. Tashenov<sup>1,2</sup>, S. Toleikis<sup>1</sup>,  
A. Warczak<sup>4</sup> and Y. Zou<sup>8</sup>

<sup>1</sup>GSI, Darmstadt, Germany; <sup>2</sup>IKF, Univ. of Frankfurt, Germany; <sup>3</sup>Institute of Physics, Świętokrzyska Academy, Kielce, Poland; <sup>4</sup>Jagiellonian University, Krakow, Poland; <sup>5</sup>Institute of Modern Physics, Lanzhou, China; <sup>6</sup>University of Gießen, Germany; <sup>7</sup>INP, Cracow, Poland; <sup>8</sup>Fudan University, Shanghai, China

Despite the enormous success of QED in predicting the properties of electrons in weak fields [1, 2], a precise test in the strong-field limit where novel phenomena might show up, is still pending. Thus, a primary goal of atomic structure studies at high- $Z$  is to explore the behavior of electrons in the strongest electromagnetic fields accessible to experimental investigation. Precision measurements of electron binding energies are best suited to deduce characteristic QED phenomena in strong fields and a comparison of predicted with experimentally determined level energies provides a critical test of the theory in this regime [3, 4].

Until recently the largest sources of theoretical uncertainties in predicting the binding energies for high- $Z$  one-electron systems were unevaluated higher order QED contributions [5, 6]. During the last few years significant progress took place in this direction resulting in a completion of calculations of the all second order (in  $\alpha$ ) QED corrections without an expansion in the parameter  $\alpha Z$  [7, 8]. For uranium these corrections are of the order of 1 eV; thus providing the experiment with a challenge to achieve a precision of 1 eV or better. For such systems, the most direct experimental approach for the investigation of the effects of QED in strong Coulomb fields is a precise determination of x-ray energies emitted by transitions from bound (and/or continuum) states into the ground state of the ion. Within the last years there has been a constant increase of the maximum possible number of stored ions in the ESR. This is a very important prerequisite for achieving a higher experimental precision; due to an improvement in statistics which in turn allows the experiments to be conducted in much shorter periods of time, thus reducing possible systematic uncertainties as well. Although the ESR provides brilliant, monochromatic beams, the main problem encountered is still caused by the uncertainties introduced from the Doppler shift, because the x-rays are emitted by ions moving with relativistic velocities [9, 10]. Besides statistics, errors introduced by these corrections limit the final accuracy of the x-ray energy in the emitter frame. However, a significant reduction of these uncertainties can be achieved by exploiting a  $0^\circ$  geometry and/or a deceleration of the ion beam. We have combined these two techniques at the electron cooler of the ESR storage ring in order to determine the ground state Lamb shift in hydrogenlike uranium with high accuracy. Details of the experiment can be found in [11]. The value for the 1s Lamb shift was deduced by precise determination of energies of x-rays emitted via characteristic and radiative recombination transitions. For this purpose, three independent strips of a segmented germanium detector were used. The energies of the transition lines were always determined relative to the

closely spaced calibration  $\gamma$ -ray lines of  $^{169}\text{Yb}$ . The calibration was performed regularly in order to gain control over possible systematic drifts. The data were subdivided into individual groups, analyzed separately and checked for consistency. At the end, combining results from all the individual data groups a value of  $459.8 \pm 4.8$  eV was obtained for a ground state Lamb shift in hydrogenlike uranium. The quoted error comprises together with a statistical uncertainty in line centroid determination, an error introduced by the Doppler corrections of 3.5 eV and represents an improvement by a factor of 3 as compared to the most precise value up to now [9]. In the table we compare our result for the 1s Lamb shift with the newest theoretical value [8]. Some individual contributions to the total theoretical Lamb shift are listed separately as well. From the comparison, we can state that our result provides a test of the first order (in  $\alpha$ ) QED corrections at the 2% level and only a slight improvement is required in order to achieve a sensitivity to the contributions of higher-order.

Finite nuclear size	198.81
1-st order QED	266.45
2-nd order QED	1.57(31)
<b>Total Lamb shift [8]</b>	<b>464.26<math>\pm</math>0.5</b>
<b>Experiment</b>	<b>459.8<math>\pm</math>4.8</b>

Table 1: The Ground-state Lamb shift in H-like uranium.

We gratefully acknowledge the support by the EU grant EC-HPRI-CT-1999-00001.

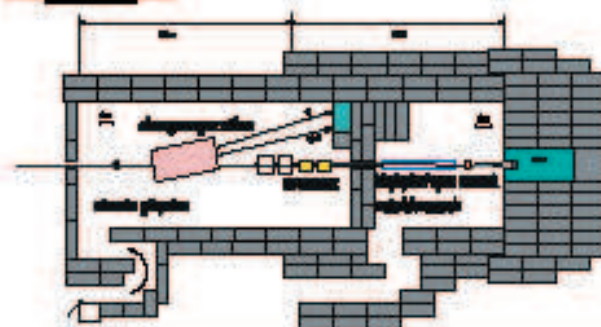
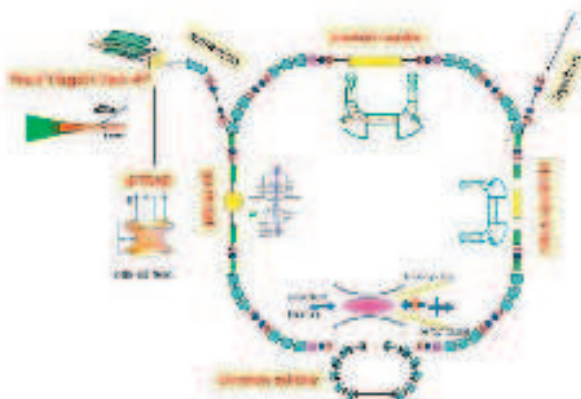
## References

- [1] M. Niering et al., Phys. Rev. Lett. **84**, 5496 (2000).
- [2] B. de Beauvoir et al., Phys. Rev. Lett. **78**, 440 (1997).
- [3] T. Beier et al., Phys. Lett. A **236**, 329 (1997).
- [4] P. J. Mohr et al., Phys. Rep. **293**, 227 (1998).
- [5] S. Mallampalli et al., Phys. Rev. Lett. **80**, 5297 (1998).
- [6] V. A. Yerokhin, Phys. Rev. A **62**, 012508 (2000).
- [7] V. A. Yerokhin et al., Phys. Rev. A **64**, 062507 (2001).
- [8] V. A. Yerokhin et al., Phys. Rev. Lett. **91**, 073001 (2003).
- [9] Th. Stöhlker et al., Phys. Rev. Lett. **85**, 3109 (2000).
- [10] H. F. Beyer et al., Z. Phys. D **35**, 169 (1995).
- [11] A. Gumberidze, PhD thesis, University of Frankfurt, Diss. 2003-07, (2003).



•

•



[Redacted text block]

[Redacted text block]

[REDACTED]



# Using a microcalorimeter to measure the Lamb shift in hydrogenic gold and uranium on cooled, decelerated ion beams

E. Silver<sup>a</sup>, H. Schnopper<sup>a</sup>, G. Austin<sup>a</sup>, R. Ingram<sup>a</sup>, G. Guth<sup>a</sup>, S. Murray<sup>a</sup>, N. Madden<sup>b</sup>, D. Landis<sup>b</sup>, J. Beeman<sup>b</sup>, E. E. Haller<sup>b</sup>, F. Bosch<sup>c</sup>, C. Kozhuharov<sup>c</sup>, M. Steck<sup>c</sup>, and Th. Stöhlker<sup>c</sup>

<sup>a</sup>Smithsonian Astrophysical Observatory

<sup>b</sup>Lawrence Berkeley National Laboratory

<sup>c</sup>Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI), Darmstadt, Germany

Lamb Shift measurements at high-Z can precisely test Quantum Electrodynamics in the strong field domain [1]. The accuracy of these experiments is currently limited by the energy resolution of conventional solid state germanium detectors. A further limitation arises from the uncertainty in the correction for the Doppler shift from highly charged ions moving at velocities close to 30% or even 50% of speed of light. The error associated with the statistical precision of the 1s transition energy calibrations can be reduced by using a crystal spectrometer [2] or a microcalorimeter [3] with an energy resolving power that is at least an order of magnitude higher than a Ge detector can provide. This approach will improve the error in the centroid determination, but it will not address the error due to the Doppler shift correction. Here we report on a technique that improves the absolute energy determination and reduces the systematic uncertainties due to the Doppler effect. This technique is based on a measurement of the Balmer line emission with a broad band, high resolution microcalorimeter. The Balmer series includes several emission lines that are not subject to QED effects. High resolution measurements of these shifted, but known lines can be used to determine the Doppler correction with high precision. This internal calibration of the Doppler shift eliminates the complex geometrical corrections associated with prior experiments [1]. Using a microcalorimeter with an energy resolution of 10 - 20 eV in the 10 - 20 keV energy band can reduce significantly the uncertainties in the energy calibration including the Doppler correction.

In March 2003, we measured the Balmer lines of hydrogenic Au with a microcalorimeter and cryostat installed at the SIS/ESR synchrotron storage ring at GSI. The ions had velocities of 0.44 c and Doppler-shifted x-ray energies for the Balmer transitions range between 7 and 14 keV at an azimuthal viewing angle of 145 degrees. The 1 x 3 microcalorimeter array and its cryostat were completely enclosed in a copper EMI shield. The shield was placed next to the 145 degree view port on the ESR jet-target leaving a small air gap. The solid angle subtended by the detector at the source was  $5 \times 10^{-8}$  sr. We accumulated data for a total of 17 hours over a four day period and collected 327 photons; a low number but not surprising for an experiment with a solid angle of  $5 \times 10^{-8}$  sr at the ESR. The spectrum including all of these events is shown in Figure 2 (histogram). The spectrum obtained with the GSI germanium spectrometer, scaled down by a factor of 2000 is superimposed (smooth black line). The nominal resolution of these microcalorimeters is

about 20 eV at 10 keV. But with only 327 detected photons over the entire energy band, we combined the data into 16 eV bins. With essentially zero background, the microcalorimeter is able to detect the same spectral features as seen by the much larger germanium spectrometer.

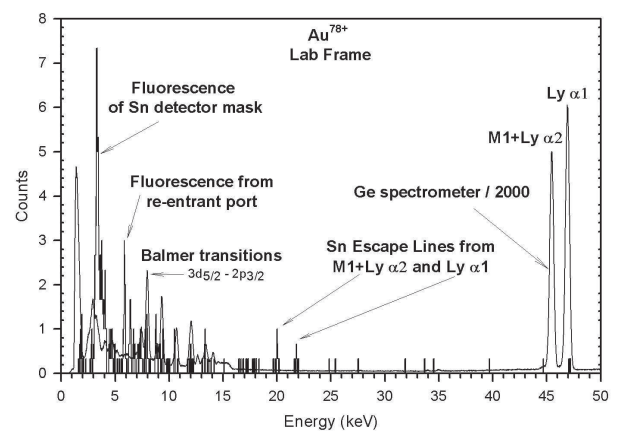


Figure 1. The microcalorimeter spectrum (histogram) obtained from  $Au^{78+}$ . The spectrum measured by a germanium detector reduced by a factor of 2000 is superimposed (smooth solid line).

Although the statistical precision of this first microcalorimeter measurement is low, we have been able to show how a measurement of one of the more distinct Balmer line energies that are QED insensitive can be used to determine the Doppler correction and estimate the Lyman energies. In future measurements, several such Balmer lines will be used to reduce the uncertainty further. In particular, we can expect to increase the solid angle of collection by increasing the number of detectors from 3 to 16 and moving the instrument from the ESR port at 145 deg to the port at 90 deg. This moves the detectors closer to the interaction volume. In addition, a further deceleration of the ions to velocities close to about 0.3c or even 0.2c will reduce the relativistic Doppler corrections for the x-rays. The overall increase in the solid angle will be at least 56 times.

## References:

- [1] Th. Stöhlker et al., Phys. Rev. Lett., 85,15, (2000) 3109.
- [2] H.F. Beyer et al., GSI Scientific Report (1999).
- [3] P. Egelhof et al., Nucl. Instr. & Meth A, 370, (1996),263.
- [4] T.Beier et al., Phys. Lett A, 236, (1997),329.

# On the measurement of the spin-polarization of highly-charged ions

Andrey Surzhykov<sup>1</sup>, Stephan Fritzsche<sup>1</sup>, Thomas Stöhlker<sup>2</sup>, and Stanislav Tachenov<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Universität Kassel, D-34132 Kassel; <sup>2</sup>Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI), D-64291 Darmstadt

During the last decade, ion-atom and ion-electron collisions have been the subject of intense studies at the GSI storage ring. A large number of measurements were performed in order to explore, for example, relativistic as well as quantum electrodynamical (QED) phenomena in energetic collisions of high- $Z$  projectile ions with low- $Z$  targets. Until now, however, most of the collision experiments have dealt with ion beams and target atoms (or free electrons) which are both *spin-unpolarized*. While, of course, such "spin-independent" measurements have brought a great deal of information on the structure and dynamics of heavy atomic systems, more details may be obtained from experiments with *spin-polarized* ions. Very recently, a number of such polarization experiments have been proposed for studying parity nonconservation phenomena in few-electron systems [1] or spin-dependent effects in electron capture processes [2].

Obviously, however, any practical realization of "spin-dependent" collision experiments will require the solution of two key problems: (i) how to produce beams of polarized heavy ions and (ii) how their polarization can be measured. The method for producing of polarized *hydrogen-like* heavy ions was recently discussed by Prozorov and co-workers [3]. In particular, it was proposed to apply the optical pumping of the hyperfine ground-state levels of hydrogen-like europium ion  $\text{Eu}^{62+}$  with a nuclear spin  $I = 5/2$  in order to obtain a predominant population of the state  $|F = 2, M_F = 2\rangle$ . Since the ion state  $|F M_F\rangle$  results from the coupling of an electron in the (one-particle) state  $|j_b \mu_b\rangle$  with the nuclear spin  $\mathbf{F} = \mathbf{I} + \mathbf{j}_b$ , a fully polarized  $F = 2$  ground state may lead to a polarization of the nuclear spin of about 93 %. However, as mentioned in [3], the measurement and, hence, the control of this polarization remained up to the present an unresolved problem.

In this contribution, we suggest to utilize the *radiative capture* of a target electron into a bound state of the projectile ion as a "probe" process for measuring the spin-polarization of ion beam. As recently shown, for example, the linear polarization of the recombination x-ray photons is strongly affected by the spin-polarization of the target atoms [4]. Since, however, the electron and ion occur rather symmetrical in the collision process, a similar effect on the polarization of recombination light can therefore be expected if the projectile ions are themselves polarized. In order to investigate such polarization effects we calculated the linear polarization of the photons as emitted in the radiative capture of free electrons into the ground state of spin-polarized hydrogen-like heavy ions [5]. Most naturally, the polarization of the recombination photons is described in terms of the Stokes parameters, which are simply determined by the intensities of the light  $I_\chi$ , as measured under the different angles with respect to the reaction plane [4, 5]. While the parameter  $P_1 = (I_0 - I_{90})/(I_0 + I_{90})$  is obtained from intensities *within* and *perpendicular* to the reac-

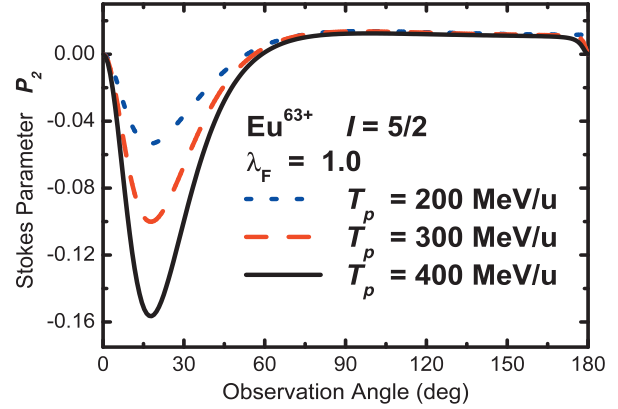


Figure 1: The Stokes parameter  $P_2$  of the photons which are emitted in the electron capture into the  $K$ -shell of completely polarized hydrogen-like europium ions.

tion plane, the parameter  $P_2$  follows a similar intensity ratio which is taken at  $\chi = 45^\circ$  and  $\chi = 135^\circ$ , respectively.

As shown by the theoretical analysis [5], the two Stokes parameters  $P_1$  and  $P_2$  behave in rather different ways with respect to the spin-polarization of (hydrogen-like) projectile ions. While the parameter  $P_1$  *does not depend* on beam polarization and, hence, can not be used for polarization studies, the second Stokes parameter  $P_2$  appears to be *proportional* to the degree of the beam polarization

$$P_2(\theta) \propto \lambda_F \cdot f(\theta). \quad (1)$$

In the Eq. (1), the beam polarization is defined by [3]:

$$\lambda_F = \sum_{M_F} n_{F,M_F} M_F / F \quad (2)$$

as the sum over the magnetic sublevels, where  $n_{F,M_F}$  refers to the corresponding population. The Stokes parameter  $P_2$  may serve, therefore, as a valuable tool for "measuring" the polarization properties of the heavy ion beams at storage rings. Figure 1 displays the parameter  $P_2$  as calculated, for example, for radiative capture of electrons into the ground state of completely polarized ( $\lambda_F = 1$ ) hydrogen-like europium ions with energies in the range  $200 \text{ MeV/u} \leq T_p \leq 400 \text{ MeV/u}$ . The effect of the ion polarization becomes particularly remarkable around a photon emission angle of  $\theta = 18^\circ$ , where the second Stokes parameter decreases from the  $P_2 = -0.05$  for  $T_p = 200 \text{ MeV/u}$  to almost  $-0.16$  for  $T_p = 400 \text{ MeV/u}$ .

## References

- [1] L. Labzowsky *et al.*, Phys. Rev. A **63**, 054105 (2001).
- [2] A. Klasnikov *et al.*, Phys. Rev. A **66**, 042711 (2002).
- [3] A. Prozorov *et al.*, Phys. Lett. B **574**, 180 (2003).
- [4] A. Surzhykov *et al.*, Phys. Rev. A **68**, 022719 (2003).
- [5] A. Surzhykov *et al.*, Phys. Rev. Lett. to be submitted.



# Polarization transfer in heavy hydrogen-like ions following the radiative capture of electrons

Andrey Surzhykov<sup>1</sup>, Stephan Fritzsche<sup>1</sup>, Thomas Stöhlker<sup>2</sup>, and Andreas Oršić Muthig<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Universität Kassel, D-34132 Kassel; <sup>2</sup>Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI), D-64291 Darmstadt

A large number of experiments have been performed recently at the GSI storage ring in order to explore the radiative electron capture (REC) by bare highly-charged ions. In these experiments, attention was placed, in particular, on the electron recombination into the *excited* ion states and to their subsequent radiative decay. For instance, from the measurements of the angular distribution of the characteristic Lyman- $\alpha_1$  ( $2p_{3/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ ) radiation, the strong alignment of the  $2p_{3/2}$  state was found for hydrogen-like uranium ions  $U^{91+}$  following electron capture [1]. One may expect, of course, that such an alignment of the excited ion may arise not only due to the *direct* capture of electrons into the  $2p_{3/2}$  state but also due to the *cascade* feeding from the higher-lying levels. Both of these population mechanisms are now well understood within the theoretical approach, based on Dirac's relativistic theory [2, 3].

So far, however, theoretical studies on the alignment of the excited ion states have dealt with ion beams and atomic (or electronic) targets which are both *spin-unpolarized*. While such (theoretical) assumptions are appropriate for the present-days experimental set-up of "spin-independent" ion-atom collisions, there become new experiments likely to be carried out in the near future in which use is made of either spin-polarized projectile ions and/or target electrons. In this contribution, therefore, we like to address the question: How the alignment of the excited ion states is affected by the ion or electron spin-polarization?

In this report, we present theoretical studies for the magnetic sublevel population of the  $2p_{3/2}$  state of hydrogen-like heavy ions following the radiative capture of free polarized electrons. Similar to the previous studies, we consider the mechanisms for the population of the excited ion states, following both the direct electron capture in the given levels as well as (cascade) feedings from the upper states. For the (direct) electron capture into magnetic sublevels  $|n_b j_b \mu_b\rangle$ , the computation of the cross sections  $\sigma_{n_b j_b \mu_b}^{RR}$  has been performed within the *exact relativistic approach* and discussed in detail elsewhere [2, 4]. Then, by utilizing these partial cross sections as the initial population of the excited states  $N_{n_b j_b \mu_b}(0) = C \cdot \sigma_{n_b j_b \mu_b}^{RR}$  a system of so-called rate equations [5]

$$\frac{dN_i}{dt} = - \sum_j \lambda_{ij} N_i + \sum_k \lambda_{ki} N_k \quad (1)$$

is solved which describes the decay dynamics of the ion. In the equations (1),  $\lambda_{ij}$  is the decay rate for the  $|i\rangle \rightarrow |j\rangle$  transition and  $\Lambda$  is the total number of (excited) sublevels which are considered in the decay cascade; the index  $j$  runs over all those with  $E_k > E_i$ .

By performing an integration of the system (1), we may find the occupation of the magnetic sublevels of the  $2p_{3/2}$

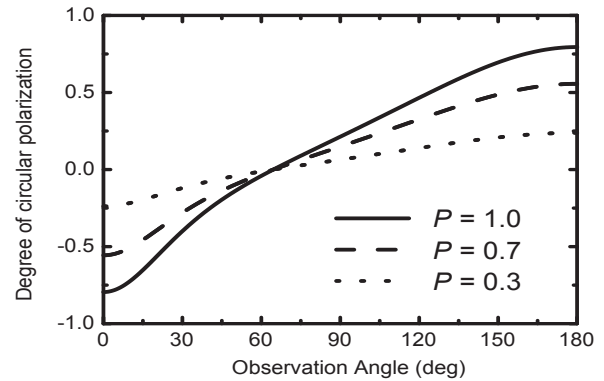


Figure 1: Circular polarization of the Lyman- $\alpha_1$  photons following radiative electron capture by bare uranium ions with energy  $T_p = 1$  MeV/u. Calculations are presented for three different polarizations of the incident electrons.

state and, hence, evaluate the alignment parameters  $\mathcal{A}_1$  and  $\mathcal{A}_2$ . In general, these parameters depend on the projectile ion energy  $T_p$  and its nuclear charge  $Z$  [4]. They behave, however, in a rather different way as function of the polarization of the incident electrons. For example, the second-rank parameter  $\mathcal{A}_2$ , which completely determines the *angular distribution* as well as the *linear polarization* of the Lyman- $\alpha_1$  characteristic decay [5], is not affected by the spin-polarization of the incident electrons. Therefore, the (future) angular-distribution measurements on the characteristic radiation will not bring any additional information on the polarization properties of particles.

The first-rank (orientation) parameter

$$\mathcal{A}_1 = \frac{1}{\sqrt{5}} \frac{3\sigma_{3/2}^{RR} - 3\sigma_{-3/2}^{RR} + \sigma_{1/2}^{RR} - \sigma_{-1/2}^{RR}}{\sigma_{3/2}^{RR} + \sigma_{1/2}^{RR} + \sigma_{-1/2}^{RR} + \sigma_{-3/2}^{RR}}, \quad (2)$$

in contrast, is proportional to the (degree of) polarization of the incident electrons:  $\mathcal{A}_1 \propto \mathcal{P}$ . The orientation (2) determines the *circular polarization* of the Lyman- $\alpha_1$  photons which, as seen from the Figure 1, may serve as a "detector" for the spin-polarization of target electrons or projectile ions. In practice, however, such polarization studies seems to be hardly possible to be performed in the near future since the detection of the circular polarization of hard x-rays still remains an unsolved problem.

## References

- [1] Th. Stöhlker *et al.*, Phys. Rev. Lett. **79**, 3270 (1997).
- [2] A. Surzhykov *et al.*, Phys. Rev. Lett. **88**, 15300 (2002).
- [3] A. Oršić Muthig *et al.*, GSI Sci. Report, 90 (2002).
- [4] J. Eichler *et al.*, Phys. Rev. A **58**, 2128 (1998).
- [5] K. Blum, *Density Matrix Theory and Appl.*, (1981).

## Electron Loss from 1.4 MeV/u $U^{4,6,10+}$ Ions

R.D. DuBois<sup>1</sup>, A.C.F. Santos<sup>1</sup>, Th. Stöhlker<sup>2</sup>, A. Bräuning-Demian<sup>2</sup>, A. Gumberidze<sup>2</sup>, S. Hagmann<sup>2</sup>, R. Mann<sup>2</sup>, A. Oršić Muthig<sup>2</sup>, U. Spillmann<sup>2</sup>, S. Tachenov<sup>2</sup>, W. Barth<sup>3</sup>, L. Dahl<sup>3</sup>, B. Franzke<sup>3</sup>, J. Glatz<sup>3</sup>, L. Gröning<sup>3</sup>, S. Richter<sup>3</sup>, D. Wilms<sup>3</sup>, A. Krämer<sup>3</sup>, K. Ullmann<sup>4</sup>, O. Jagutzki<sup>4</sup> and R.E. Olson<sup>1</sup>

<sup>1</sup> University of Missouri-Rolla, Rolla, MO 65409, USA;

<sup>2</sup> Atomic Physics Division, GSI, 64291 Darmstadt, Germany;

<sup>3</sup> Accelerator Division, GSI, 64291 Darmstadt, Germany;

<sup>4</sup> Institut für Kernphysik der J.W. Goethe Universität, 60468 Frankfurt, Germany

In order to study nuclear processes for isotopes lying far off the stability curve and high-energy-density plasma processes, the future facility at GSI and the Heavy Ion Fusion program in the USA are interested in accelerating, transporting, and focusing intense beams of heavy ions and also in storing them in high energy rings. Maximizing the beam intensity and energy density and minimizing the beam diameter due to internal space charge repulsion, low-charge-state ion beams are required. However, at high energies interactions with background gases strip electrons from the projectile. This decreases the intensity and luminosity of the original charge state, produces vacuum and radiation problems when the energy and charge straggled beam components are lost, and limits storage lifetimes, even under ultra-high vacuum conditions.

Addressing these questions requires knowledge about stripping probabilities for MeV/u, low-charge-state, heavy ions. In 2002 we measured total, single, and multiple electron loss for 0.74 and 1.4 MeV/u  $Ar^+$ ,  $Ar^{2+}$ , and  $Xe^{3+}$  impact on Ne,  $N_2$  and Ar. [1] In 2003, we have extended these studies to 1.4 MeV/u uranium ions having charge states far below the equilibrium charge state, namely 4, 6, and 10+.

These measurements were performed using the gas stripper at the end of the UNILAC as a target and the analyzing magnet as a post-collision charge state analyzer. A position sensitive detector recorded the emerging charge state fractions as a function of target pressure. The absolute target thickness was calibrated by measuring charge state fractions for  $He^+$  impact and comparing to values calculated using known cross sections. This allowed the heavy ion data to be placed on an absolute scale.

Of interest is how the cross sections scale as a function of number of electrons lost, target  $Z$ , projectile charge  $q$  and impact energy. Our previous study showed that for single and multiple electron removal, the cross sections decrease roughly as  $\Sigma IP$ , where  $\Sigma IP$  is the sum of the ionization potentials for removing the outermost electrons in a sequential manner. Our present data for uranium are in complete agreement with this finding. (See Fig. 1.) Also our previous study implied that the cross sections were fairly constant (decreasing slowly) with increasing projectile charge. The present data, along with our previous data and studies done in the 1970s and 1980s [2,3] allow us to investigate this in more detail. As seen in Figure 2, the single electron loss cross sections decrease slowly, approximately as  $q^{-1/4}$ , for  $q \leq 20$ , in sharp contrast to the rapid decrease found previously for higher charge states.

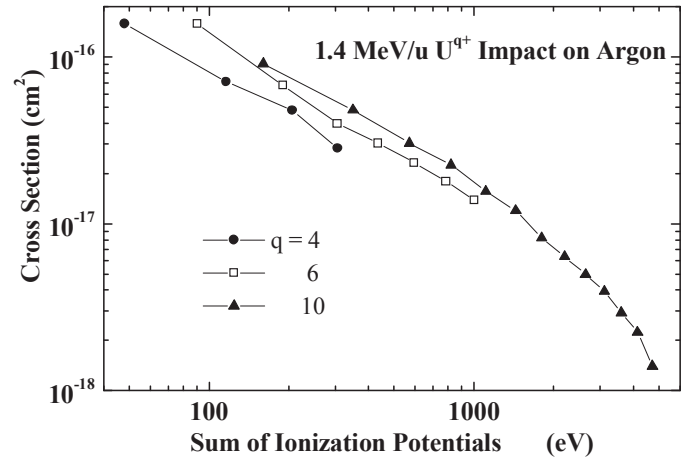


Figure 1: Cross sections for single and multiple electron removal from 1.4 MeV/u  $U^{4,6,10+}$  ions in collisions with Ar.

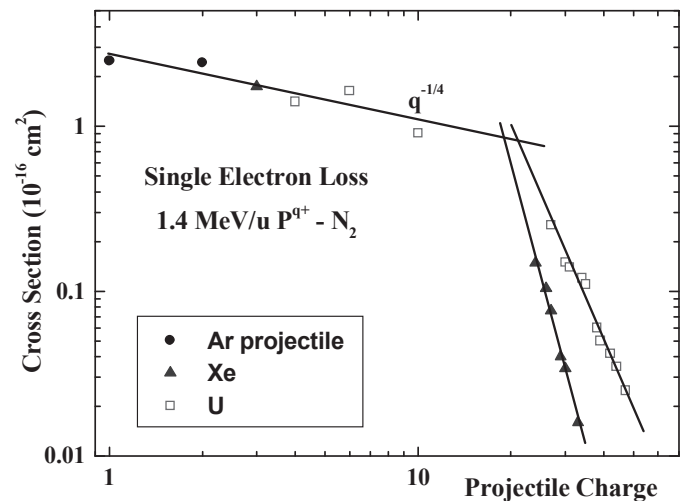


Figure 2: Cross sections for single electron removal from various ions as a function of the initial ion charge.

1. R.D. DuBois et al., Phys. Rev. A **68**, 042701 (2003).
2. W. Erb and B. Franzke, GSI Reports GSI-J-1-78, 119 (1978) and GSI-P-7-78 (1978).
3. B. Franzke, IEEE Report NS-28, 2116 (1981).

# Laser cooling of relativistic heavy ion beams

U. Schramm, M. Bussmann, D. Habs<sup>1</sup>, M. Steck, T. Stöhlker, B. Franzke, F. Nolden, J. Kluge, T. Kühl, P. Schütt<sup>2</sup>, M. Grieser, D. Schwalm, G. Saathoff<sup>3</sup>, and H. Backe<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Sektion Physik, LMU München, D-85748 Garching; <sup>2</sup>Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI), D-64291 Darmstadt; <sup>3</sup>Max-Planck-Institut für Kernphysik, D-69029 Heidelberg; <sup>4</sup>Institut für Kernphysik, Universität Mainz, D-65128 Mainz

The cooling of stored heavy ion beams to high phase space densities is of general importance when low momentum spread is required for precision spectroscopy or high luminosity for collision experiments. Ultimately, cooling the thermal energy far below the mutual Coulomb energy leads to a phase transition, a crystallization of the ion beam, into a regime where almost no further heating occurs and maximum brilliance is reached [1, 2]. Notably, electron cooling as the established tool in heavy ion storage rings cannot be used any more for highly relativistic beams [2]. Yet, laser cooling, up to now only applied to beams of singly charged ions, provides the possibility for an improvement of the beam quality of else uncooled beams by many orders of magnitude.

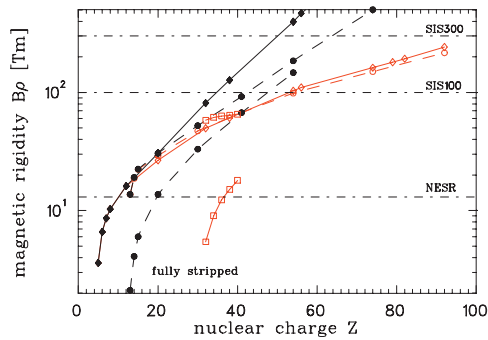


Figure 1: Magnetic rigidity required for the storage of the ions at an energy Doppler shifting the transition wavelength of the  $nS_{1/2} - nP_{1/2}$  (filled symbols) and  $nS_{1/2} - nP_{3/2}$  (open symbols) ground state transitions [4] to the sample laser wavelength of  $\lambda_{laser} = 257\text{ nm}$  as a function of the nuclear charge  $Z$  (rhombs,  $n = 2$ , Li-like; circles,  $n = 3$ , Na-like; squares,  $n = 4$ , Cu-like). The horizontal lines denote the maximum rigidity of the future GSI storage rings.

For counterpropagating laser and ion beams with  $\gamma \gg 1$  the photon energy  $\hbar\omega_{in}$  is increased to about  $2\gamma\hbar\omega$  in the rest-frame of the ion. At SIS300 ( $\gamma_{max} < 35$ ) a fixed laser photon energy of the order of 4.8 eV [3] can thus be Doppler-tuned into resonance with the ground state transition of any Li-like systems of nuclear charge  $Z$ . In Fig. 1 the magnetic rigidity required for the storage of highly charged Alkaline-like ions at an energy providing the necessary Doppler shift is given. Moreover, after an extraction the remaining electrons could be stripped off leading to cold beams that could be transferred to the smaller rings like the NESR (lower squares in Fig. 1). A second advantage arises from the general increase of the laser cooling force with  $\gamma^3$  in the lab-frame. The momentum of the re-emitted photons is increased by  $4\gamma^2$  and the lifetime of the excited level is shortened roughly proportional to  $\gamma$ .

As an intermediate step between the anticipated laser cooling of highly relativistic heavy ion beams and the known field of electron cooled low energy beams we presently prepare an experiment for combined laser and electron cooling of Li-like  $C^{3+}$  ions ( $\beta = 0.47$ ) at the ESR. Encouraged by the low temperatures reached with electron cooling of highly charged ions at the ESR we are aiming for the generation of dense ion strings of  $C^{3+}$  ions.

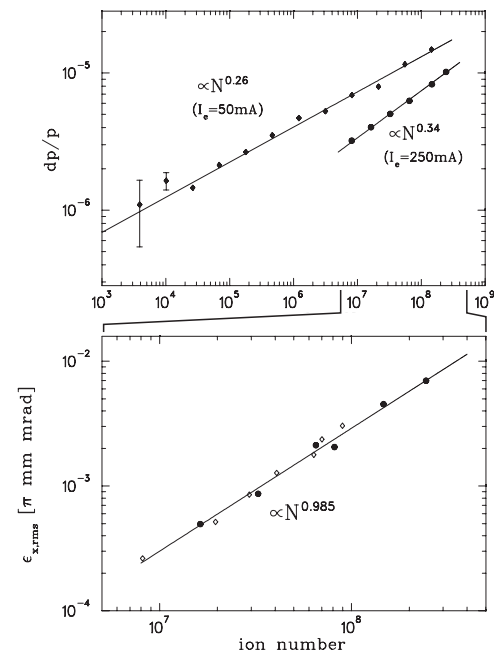


Figure 2: Development of the relative momentum spread and the horizontal emittance of a continuously electron cooled beam of  $^{12}C^{3+}$  beam at 120 MeV/u at the ESR.  $I_e$  indicates the electron current in the electron cooler.

A test experiment was recently performed. Electron cooling times down to the equilibrium between electron cooling and IBS heating of few seconds were reached compared to beam lifetimes of the order of half a minute. The development of the momentum spread of the continuously electron cooled coasting beam with decreasing particle number, measured via the relative spread of the Schottky noise signal, comes out to be typical for the emittance dominated regime as depicted in Fig. 2. For the lowest ion numbers a longitudinal temperature of about  $T_{||} = 30\text{ K}$  was reached, that would correspond to a plasma parameter of the order of unity ( $a_{ws} = 6.8\text{ }\mu\text{m}$ ). The corresponding transverse temperature has not been measured, yet, scaling the given measurement similar values seem reasonable. The scaling of the transverse emittance  $\epsilon_{rms} \propto N$  corresponds to constant volume density and indicates an unexpected and unexplained influence of space charge. Summa-

	ESR	SIS 300
ion species	$^{12}\text{C}^{3+}$	$^{238}\text{U}^{89+}$
circumference [m]	108	1080
$\eta_{cooling}$ [%]	8	3
$\gamma$ ( $\gamma_{max}$ )	1.13	30 (35)
$\beta$	0.47	0.9994
$\hbar\omega_{in}$ [eV]	4.8	4.8 (4.0)
$\hbar\omega_0$ [eV]	7.9	280
$\hbar\omega_{out}(\Theta = 0^\circ)$ [eV]	13.3	19600
lifetime $\tau_0 = 1/\Gamma_0$ [ns]	3.8	0.06
$I_{sat,0}$ [W/cm <sup>2</sup> ]	1.3	$4 \times 10^6$
$S = I_0/I_{sat,0}$	<10	<0.005
$F_{cool,out}$ [eV/m]	15	160
$\Gamma_0/\omega_0 \sim \Delta p/p$ [ $10^{-8}$ ]	2	4
$\tau'_{cooling,out}$ [s]	0.002	1
$\tau_{cooling,out}$ [s]	0.02-0.2	10-100
$\Delta p/p$ equil. ( $N = 10^8$ )	ecool: $< 10^{-5}$ laser: $< 10^{-6}$	not possible $\approx 5 \times 10^{-5}$
$T_D = \hbar\Gamma_{out}/(2k)$ [K]	0.001	1.9
$E_{Coul.}$ (10 $\mu\text{m}$ ) [K]	15	13000

Table 1: Parameters for laser cooling of relativistic Li-like heavy ion beams on the  $2S_{1/2}$ - $2P_{1/2}$  transition.  $\eta_{cooling}$  denotes the relative length of the individual cooling section. The saturation intensity is determined assuming an established power of the counterpropagating laser beam of 200 mW on 4 mm<sup>2</sup>. The Doppler-temperature  $T_D$  states the fundamental limit of this cooling scheme. The cooling time for a reduction of  $\Delta p/p \sim 10^{-4}$  in the lab-frame is estimated including the reduced interaction length ( $\eta_{cooling}$ ), the incomplete saturation ( $\rightarrow \tau'$ ), and the narrow linewidth of the transition as compared to the Doppler-width ( $\rightarrow \tau$ ).

ringing, beam parameters close to the range where the transition to the liquid-like regime is expected were reached, strongly motivating the application of laser cooling.

However, the favorable scaling of the laser cooling force  $\propto \gamma^3$  cannot be fully realized for the high  $Z$  ions due to the associated increase of the saturation intensities. The cooling time required for the reduction of the relative momentum spread of the highly relativistic ion beam  $\Delta\gamma/\gamma \approx \Delta p/p$  by four orders of magnitude can be estimated by dividing this relative spread by the relative energy change corresponding to one absorption-emission cycle  $\beta\hbar\omega_0/(m_0c^2)$  and multiplying the result with twice the lifetime of the excited state in the laboratory frame. This value has to be corrected for the incomplete saturation and the given spatial overlap of ion and laser beams. Promisingly, cooling times of the order of milli-seconds, respectively a second, result for the reduction of the relative momentum spread by  $10^{-4}$  when heating mechanisms are at first neglected.

The impact if the initial mismatch of the Doppler width and the line width of the transition is difficult to estimate. A conservative estimation of the relative width of the force in momentum space is given by the ratio  $\Gamma_0/\omega_0$  directly for the relativistic and by  $\Delta v/c = \Gamma_0/\omega_0$  for the non-relativistic case, where at least one order of magnitude

more has been demonstrated. For the method of bunched beam cooling, the ions perform synchrotron oscillations in the bucket and therefore only match the laser resonance in a fraction of the synchrotron motion. Depending on the bucket depth, this factor may vary between 0.1 and in worst case  $\approx 0.001$  at SIS 300. Thus, cooling times with and without this momentum overlap factor are given. The capture range and thus the cooling time especially for the initially broad distribution could be increased by the additional use of pulsed laser beams, having larger bandwidth due to the finite pulse length of the order of few times  $10^{-7}$  (and by far higher intensities), so that this restriction can be circumvented by the proper selection of a combination of different laser systems.

Furthermore, the intra-beam scattering (IBS) losses out of resonance yet not completely out of the bucket have to be considered. Simply regarding phase space arguments and neglecting the structure of the storage ring, equilibrium temperatures (for coasting beams) scale as  $T_{eq} \propto (NZ^4p^2/\Lambda_{cool})^{0.4}$ . From the equilibrium temperature or momentum spread  $kT_{eq} = mc^2\beta^2(\Delta p/p)^2$  measured at the ESR for the  $\text{C}^{3+}$  beams with electron cooling and the fact that the laser cooling outperforms electron cooling by a factor of 1000 in the rate, an improvement of roughly one order of magnitude in the momentum spread can be expected for  $\text{C}^{3+}$ . Regarding the momentum spread the exponent is changed to 0.2 and thus changes in the parameters have only moderate impact. Therefore, also for the highly charged relativistic  $\text{U}^{89+}$  beam a dramatic improvement of the equilibrium momentum spread as compared to the else uncooled beam can be expected.

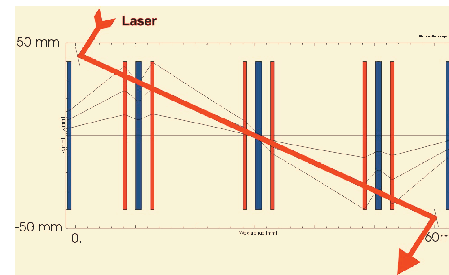


Figure 3: Possible preparation of a straight laser cooling section in SIS 100 and as well in SIS 300 by tilting the ion beam by 3 mrad over a section of 34 m.

For the realization of laser cooling at the SIS 300 a straight section has to be foreseen that might also serve for spectroscopy purposes as sketched in Fig. 3, as well as a guiding system and tunnel for the laser beams from a laser lab into the SIS ring tunnel.

## References

- [1] T. Schätz, et al., Nature **412** (2001) 717
- [2] U. Schramm, D. Habs, Prog. Part. Nucl. Phys.(2004)
- [3] U. Schramm, et al., Hyp. Int. **115** (1998) 57
- [4] W.R. Johnson, et al., At. Data Nucl. Data Tables **64** (1996) 279

<sup>0</sup>supported by BMBF (06ML183)



# A Channeling Microscope for Nuclear and Atomic Reactions in Thin Films

J. D. Meyer,<sup>1</sup> Yu. N. Demkov<sup>2</sup>

<sup>1</sup>J.W.Goethe University, Frankfurt a/M, Germany, <sup>2</sup>St. Petersburg State University, Russia

The present development in microphysics and in microtechnology allows to construct experimental devices on atomic scale. Channels in a monocrystal are one of such "devices". Combining macroscopic length with microscopic width allows one to build a bridge between both regions.

Let us consider a thin monocrystal film with hundreds of monolayers and with channels perpendicular to the surface. All of them transmit charged particles (e.g. energetic protons of  $\approx 1$  MeV) with small energy loss and small momentum transfer across the whole film. The mean effective potential of the channel can be calculated and the deflection of the fast particle within the channel can be found. In many cases the potential of the central part of the averaged channel is cylindrically symmetric and harmonic to a good approximation and it creates oscillations of the ions in the plane normal to the direction of the channel. It is possible to adjust the strength of the central 2-dimensional channel paraxial potential, the velocity of the incident particles and their masses, so that they will be focused together into a sharp and relatively long focus (some tens of monolayers) in a certain depth of the film and on the axis of the channel. The radius of this focus can in principle be very small, less than  $10^{-2}$  nm. This looks fantastically small and is even less than the thermal vibrational amplitude of a single atom in the lattice. There exists also a needle-like focusing area where the flux of particles increases more than hundreds times relative to the initial one outside of the lattice! Such an unprecedented sharpness of the focusing peak allows us to call this effect the **super-focusing**.

Previously there were experiments and theoretical papers investigating the distribution of momenta of particles across the channel resulting in rainbow like distributions [1] and peaked structures [2, 3]. However, spacial focusing was not really considered in these investigations, partly because it was not clear how to observe it experimentally.

The above mentioned superfocusing needs a very good collimation of the incident particles. The beam divergence has to be better than  $2 \cdot 10^{-4}$  radians. In this case many of the incoming trajectories do not leave the paraxial harmonic region before focusing after a quarter of the transverse oscillation period  $T/4$  occurs. For example, we can impinge the ions on to a different sort of foreign atoms in the channels of the film and register their collisions by e.g. induced nuclear reactions [4,6] or increase of atomic X-ray fluorescence yield [5] when the positions of the foreign atoms coincide with the focus.

Tilting the film by such a small angle as  $10^{-4}$  radians will reduce the collision probability and the observed reaction yield will sharply decrease. One should keep in mind that only the paraxial part of the incident beam is focused and this is presumed to be in the order of ten percent of the whole beam (however, the other major part of the beam contributes only weakly to the enhanced collision

probability). This allows one to find the positions of impinging atoms relative to the channel and to analyse the sharpness of the focus. Further on, this arrangement can be seen as a two-dimensional periodical array of **nuclear microscopes** for the target atoms with the periodicity of the focusing lattice.

Another, experimentally more fastidious possibility occurs if we impinge the film from both sides by two different sorts of beams of light nuclei chosen to have a large cross section for a low-energy nuclear reaction (eg. a deuterium deuterium reaction [6]), so that both beams are exactly opposite to each other. The particles will then be focused in the center of the channels and near the middle of the film where the lattice is more regular than at the surface. Because both focused regions are elongated along the channel axis the overlapping could be maximalized considerably. Periodical repetition of the focusing of both beams by  $T/2$  oscillations will make the mutual reaction volume several times larger. Such a merging of the focuses within the channel in case of opposite beams makes the size of the focus and the size of the target almost equal which is the most favorable case.

Probably there exist other possible improvements of dynamic micro-regulations for beams of particles. Such dynamical manipulations with the system of particles using Liouville's theorem and transforming high concentration in the momentum space (collinearity) into the concentration in the coordinate space (focusing), which is demonstrated here, shows evidently how these theoretical facts can help to understand the possibilities in interaction of beams and solids.

These preliminary considerations can be supported by the solution of an exactly solvable quantum mechanical model approximating the channel averaged potential (independent of the channel direction  $z$ ) by a 2-dimensional oscillator potential proportional to  $(x^2+y^2)/2$  for the transverse direction. If the energy of the beam is considered and to separate the coordinates we can treat the  $z$  motion along the channel classically and replace  $z$  by the time  $t$  setting the velocity equal to unity. Then the Schrödinger equation for the  $x$  part of the potential will be:

$$\left(-\frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{1}{2} x^2\right) \psi(x, t) = i \frac{\partial \psi(x, t)}{\partial t}$$

with a given starting wave function  $\psi(x,0) = (\lambda/\pi)^{1/4} \exp(-x^2/(2R_s^2))$ , where  $R_s$  is the initial radius of the beam area within the channel where our harmonic approximation of the potential holds. The value of  $R_s$  could be estimated to be one half to one third of the channel radius under consideration. This non stationary Schrödinger equation can be solved using a Green functions approach for the harmonic oscillator [7]. An important property of this oscillator Green function can be exploited: it depends exponentially on  $x$  and  $x'$  and is purely linear, respectively quadratic in the exponent. Therefore the Green function

integral can be calculated explicitly for any initial exponential wave function quadratically depending on  $x'$ . Performing these calculations we get for the density  $|\psi(x, y, t)|^2$ :

$$N^2 \exp - \frac{(x + p_x \sin(t))^2 + y^2}{2(R_s \cos(t)^2 + R_{\min} \sin(t)^2)}$$

Here  $\psi(x, t)$  was multiplied by the corresponding  $\psi(y, t)$  but without the  $p_x$  term. This  $p_x$  term describes a possible tilting of the beam axis relative to the  $x$  axis of the channel leading to the appearance of the additional  $p_x$  wave component in the starting  $\psi(x, 0)$ .

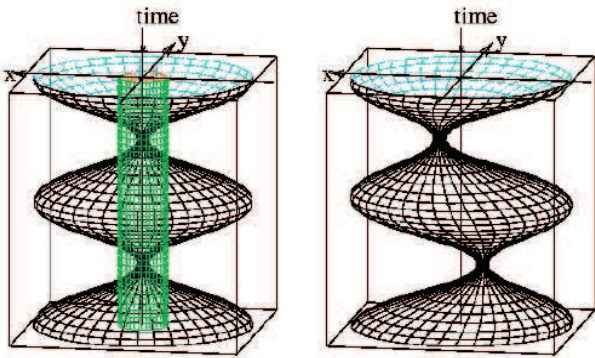


Fig.:1 Surface of the area where the density  $|\psi(x,y)|^2$  drops to  $1/\sqrt{e}$ . The particle enters from the top. In the left figure  $p_x$  is zero (no relative tilting of the channel to the beam). The surface is „breathing“ as a function of time (depth). The equilibrium solution of the Schödinger equation for  $R_0 = R_s = R_{\min}$  is underlayed in green. On the right hand side a tilting of the channel in  $x$  direction ( $p_x > 0$ ) for the starting wave function shows the oscillation of the focus point around the center of the channel as a function of time.

From figure 1 can be seen that all properties discussed before are present here: The above solution is „breathing“ between  $R_s$  and  $R_{\min}$  with a Period  $T = \pi/2$ . The product  $R_s \cdot R_{\min} = R_0^2$  remains constant. The focusing point appears in coordinate space at the time (depth)  $\pi/2, 3\pi/2, 5\pi/2, \dots$  in the points  $x = p_x, x = -p_x, x = p_x, \dots$

The considerations presented here are supported by Channeling Monte Carlo computer experiments [8] performed by one of us (J.D.M.) for up to 2 MeV protons impinging onto the  $\langle 100 \rangle$  direction of silicon. The angular divergence of the ions is choosen  $\leq 0.01^\circ$  ( $1.75 \cdot 10^{-4}$  rad). Our binary collision simulation code includes the ion steering induced by the thermally vibrating lattice atoms, the electronic and nuclear scattering as well as electronic [9] and nuclear energy loss of the ions in the lattice. Charge transfer effects of the ions are also taken into account. Different model potentials (statistical models: Moliere and Universal potential [10] ; solid state models: Hartree Fock [11] ) were probed for the ion-lattice atom interaction. Here only some results of these simulations in relation to the topics of this paper are pointed out.

In Fig. 2 the energy of the ions is 150 keV,  $10^6$  ions are impinging onto an elementary cell with area of  $d \times d$

( $d=0.543$  nm, lattice parameter). The simulations start with a homogeneous irradiation of the surface. The angular divergence for the incident ions relative to the surface normal is  $\leq 1.75 \cdot 10^{-4}$  rad.

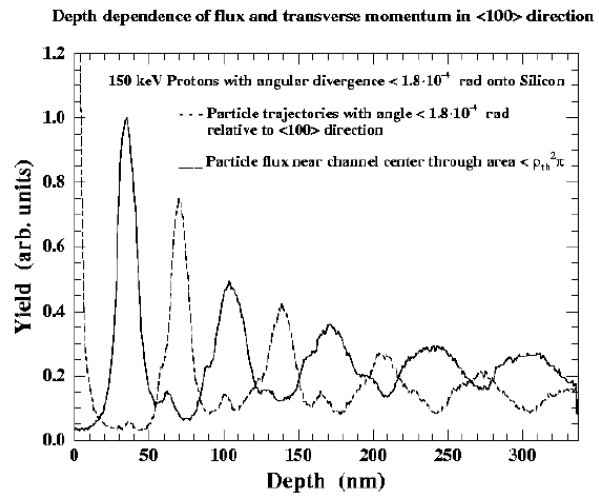


Fig.:2 Flux and momentum distribution in a  $\langle 100 \rangle$  channel of a silicon single crystal as a function of depth.

Flux and momentum show counterphase oscillations (Liouville's Theorem), which decrease with increasing depth of the ions to an equilibrium condition (normal flux peaking). This decrease results from electronic and nuclear scattering of the ions but mostly from a smearing out of the sharp energy of the impinging ions by the impact parameter dependent electronic energy loss with depth. This results in an energy dependent phaseshift of the focusing lengths for different trajectories. It should be noted that flux and momentum distributions depend to a certain amount on the chosen interaction potential of the ion-target atomic pair (in this simulation: Hartree Fock approximation).

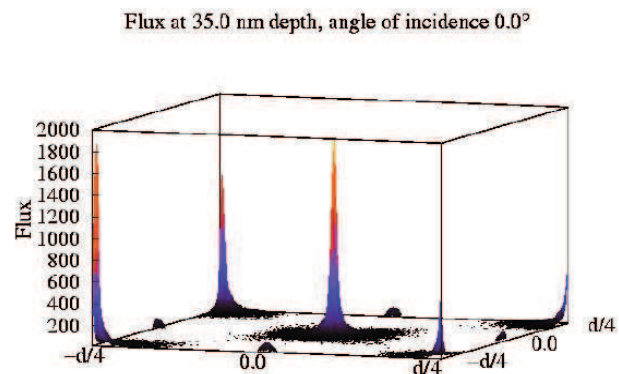


Fig.:3 Focusing of the flux at the depth of its maximum at 35.0 nm in the (100) plane for 150 keV ion energy.

The flux peaks in an area  $A$  which is smaller then the RT-thermal vibrational area of the lattice atoms in silicon  $A_{th} = \pi \rho_{th}^2$  ( $\rho_{th} = 0.0078$  nm, black semispheres in fig.3). This results in a factor of more than 500 in the center of the channel for the focused flux relative to the surface flux for normal impinging ions. Nearly the same sharpness of the focus is observed in figure 4. However, the point of focus has moved by  $\approx 0.05$  nm out of the center of the plane for a crystal tilted by  $0.1^\circ$ .



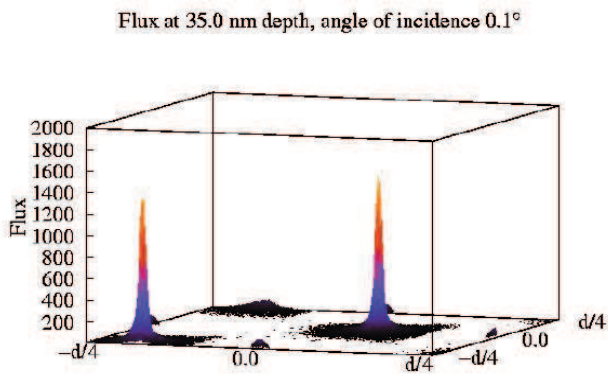


Fig.:4 The crystal is tilted by  $0.1^\circ$  relative to the beam direction and rotated by  $13^\circ$  relative to a main planar channel direction, to avoid planar channeling.

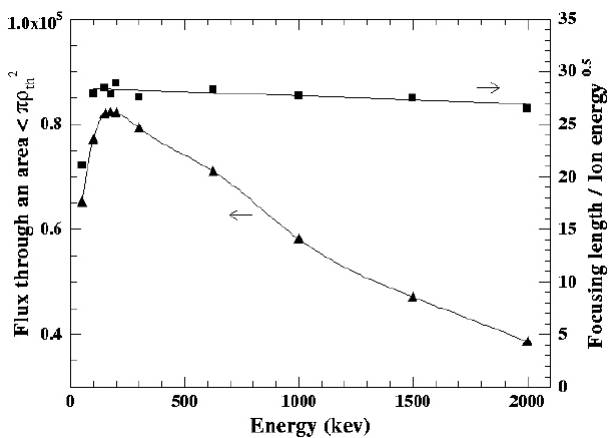


Fig.:5 Energy dependence of the flux through a central area of  $\pi \rho_m^2$  and of the focusing length of the ions .

The highest value of the flux is observed for an energy of  $\approx 150$  keV for the impinging ions and degrades by more than a factor of two at 2 MeV (fig.5). It should be noted that up to 600 keV the FWHM of the peak is even smaller than twice the thermal vibrational amplitude. The upper curve shows the focusing length as a function of energy. This length is found to scale proportional to the ion velocity .

### Comments

These results can be commented in the following way:

-The main property of the harmonic oscillator, the repeated focusing in the coordinate and the momentum plane is evident from figure 2. It is known that the ideal lens transforms the image plane into its Fourier transform. This property transforms the initial broad Gaussian wave function (low flux) into an extremely narrow function at the focus. This „breathing“ property of the beam was expected (see fig. 1) and is proven by our computer experiments.

-The focusing repeats with increasing depth into the crystal with the period  $T/2$  after the first focusing at the depth  $T/4$  (in figure 2 at 35.0 nm). The sharpness and height decrease gradually depending on the angular divergence of the impinging ions and the scattering and energy loss processes of the ions. The repeated focusing is the direct evidence for the synchronous beam oscillations.

-The focusing of the beam is extraordinary sharp in the plane perpendicular to the motion of the ions (figure 3).

The peak is even sharpening at the top, which means that the sharpness (FWHM) is smaller than  $2 \cdot \rho_{th} = 0.0156$  nm. Approximately 30 % of the ions are focused into a peak area with a radius  $r \leq \rho_{th}$ . This focusing may already be restricted by quantum limits and brings us „close“ to the size of the nucleus. The focusing of the flux at 35 nm is extremely pronounced, even better than it was expected preliminary. The Monte Carlo simulations led to about 40 % of the ions participating in the focusing in an area which is only 4 times larger than the area of the vibrating atom. This means that the „harmonic“ area of the channel is much larger than it was initially supposed.

-Up to a crystal tilt of  $0.125^\circ$  relative to the  $\langle 100 \rangle$  direction of the crystal, the focusing peak remains as sharp as it was without tilting. However, a shift from the center of the channel is observed (figure 4). That means, the channel seems to work as an ordinary lens. Nearly the complete area of a channel can be probed with this sharp focus by tilting up to an angle of  $0.125^\circ$ . For larger tilt angles the focus splits first into two peaks and then disappears with increasing angle. Apart from the peaks there are much weaker concentrations of particles (rainbows, caustics) in the transverse plane which are connected with the non-ideality of the channel as a lens. The weakness of these rainbows is probably connected with the theory of harmonic scattering [12].

-From figure 5 the maximum of the flux through an area of the vibrating target atoms is found for an energy of  $\approx 150$  keV for the impinging ions. Up to 500 keV the maximum flux decreases by 10 % and the FWHM area of the flux remains smaller than the area of the thermal vibrational amplitude. This fact is reversed for energies larger than 600 keV. The energy dependence of the depth for first focus scales to a good approximation with the velocity of the ions.

### Conclusion

To focus a beam of particles down to the size which is smaller than the uncertainty of the elements of the focusing system (the lattice) looks impossible. However, here the repetition of the lattice atoms helps. The positional uncertainty is overcompensated by the interaction of the beam with large numbers of atoms within the channel.

Such an observation is also known from information theory where it is proven, that one can transmit a signal with arbitrary high accuracy using arbitrary unsaved elements. In this case this possibility is connected with the time-repetition of the signal and the use of some control codes, which is the same idea we use in coordinate space.

### Acknowledgements

Yu. N. Demkow expresses his gratitude to the Deutsche Forschungsgemeinschaft which elected him as Merkatorprofessor and made this work possible during his stay at the Institute for Nuclear Physics at the J.W. Goethe University. All kind of support of Prof. W. Greiner and Prof. H. Schmidt-Boecking is heartily acknowledged.

### References

- [1] H.F. Krause, S. Datz, P.F. Dittner, et al., Phys. Rev. B 33, no. 9 (1986) 6036. N. Neskovic, Phys. Rev. B 33, no. 9 (1986) 6030.

- [2] H.F. Krause, J.H. Barrett, S. Datz, et al., Phys. Rev. A 49, no. 1 (1994) 283.
- [3] L. Miletic, S. Petrovic, N. Neskovic, Nucl. Instr. and Meth. B 115 (1996) 337-339.
- [4] M. Vollmer, J.D. Meyer, R.W. Michelmann, K. Bethge, Nucl. Instr. and Meth. B 113(1996) 403.
- [5] M. Al-Turany, J.D. Meyer, K. Bethge, Nucl. Instr. and Meth. B 168 (2000) 362-366.
- [6] N. Jarmie and J.H. Jett, Phys Rev. C10 (1974) 54.  
N. Ying et al., Nucl. Phys. A206 (1973) 481.
- [7] Yu. N. Demkov, JETP (russ.) vol. 36 (1959) 88-92.
- [8] J.D. Meyer, R.W. Michelmann, F. Ditroi, K. Bethge, Nucl. Instr. and Meth. B 99 (1995) 440.
- [9] J. Lindhard, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk., 28, no. 8 (1954)
- [10] J.F. Ziegler, J.P. Biersack, U. Littmarck: "The Stopping and Range of Ions in Solids", Vol. 1 ed. by J.F. Ziegler (Pergamon, New York 1985).
- [11] V.L. Moruzzi, J.F. Janak and A.R. Williams, "Calculated Electronic Properties of Metals," Pergamon Press (1978).
- [12] Yu. N. Demkov, Sov. Phys-JETP (1981) 53-63.

# Die quantitative Rolle der Fluorbehandlung an der Oberfläche zur Verbesserung der Oxidationsbeständigkeit von TiAl an Luft

Hans-Eberhard Zschau<sup>1</sup>, Michael Schütze<sup>1</sup>, Horst Baumann  
und Klaus Bethge

<sup>1</sup>Karl Winnacker Institut der DECHEMA e.V., Theodor-Heuss-Allee 25, D-60486 Frankfurt am Main,

## Einführung

Die Bildung einer langsam wachsenden  $\text{Al}_2\text{O}_3$  – Schicht an der Oberfläche verbessert entscheidend die Oxidationsbeständigkeit von  $\gamma$ -TiAl. Dies wird u. a. erreicht durch Zugabe von Fluor. Die für den Fluor-Mikrolegierungseffekt notwendige Fluormenge wurde in [1,2] für die F-Ionenimplantation und für die Behandlung mit verdünnter HF ermittelt. Gleichzeitig wurde das in [3] formulierte Modell für die Bildung der  $\text{Al}_2\text{O}_3$  – Schicht durch den selektiven Transport von Halogenen über die Gasphase bestätigt. Dabei zeigte sich, dass eine deutlich größere F-Zugabe erfolgen muss als ursprünglich angenommen wurde. Das Ziel dieser Untersuchung besteht zum einen im Bestimmen der F-Verluste während der Aufheizphase bis  $1000^\circ\text{C}$ /Luft. Zum anderen soll geklärt werden, ob die Art der F-Zugabe einen Einfluss auf diese F-Verluste besitzt.

## Material und Methoden

Das gegossene  $\gamma$ -TiAl wurde in Kupons von  $(8 \times 8 \times 1) \text{ mm}^3$  geschnitten und mit SiC Papier auf 4000 grit poliert. Die Mikrostrukturuntersuchung zeigt einen geringen Anteil der  $\alpha_2$ -Ti<sub>3</sub>Al-Phase (lamellare Struktur) innerhalb der  $\gamma$ -TiAl-Phase. Die F-Implantation erfolgte am 60 kV-Implanter des IKF mit einer Dosis von  $2.04 \times 10^{17} \text{ F cm}^{-2} / 20 \text{ keV}$ . Die verdünnte HF (0.11 m.-%) wurde als Tropfen auf die Proben aufgetragen und trocknete ein. Die Proben wurden jeweils an Luft auf Temperaturen zwischen  $400^\circ\text{C}$  und  $1000^\circ\text{C}$  aufgeheizt und anschließend 1 Stunde oxidiert. Mittels PIGE wurden die F-Tiefenprofile am 2.5 MV Van de Graaff-Beschleuniger des IKF bestimmt. Metallografische und REM-Untersuchungen schlossen sich an.

## Ergebnisse: F-Verlust nach F-Ionenimplantation

In [2] wurde als optimale Dosis für das Auftreten des Fluor-Mikrolegierungseffektes der Bereich  $(1..2) \times 10^{17} \text{ F cm}^{-2}$  bei einer Ionenenergie von 20 keV gefunden. Experimentell und mittels Computersimulationen mit dem Programm T-DYN (vgl. Abb. 1) entspricht dieser Dosis ein maximaler F-Gehalt in Oberflächennähe von (25..45) at.-%. Ein hoher F-Verlust tritt zwischen  $400^\circ\text{C}$  und  $500^\circ\text{C}$  auf (Abb.2), der vorwiegend durch Abdampfen von  $\text{TiF}_4$  verursacht wird (Abb. 3). Bei höheren Temperaturen werden die Profile flacher, wobei eine F-Diffusion in das Metall beobachtet wird (Abb. 4). Ab  $800^\circ\text{C}$  bildet sich eine dünne  $\text{Al}_2\text{O}_3$  – Schicht an der Oberfläche, die als Diffusionsbarriere für das Fluor wirkt.

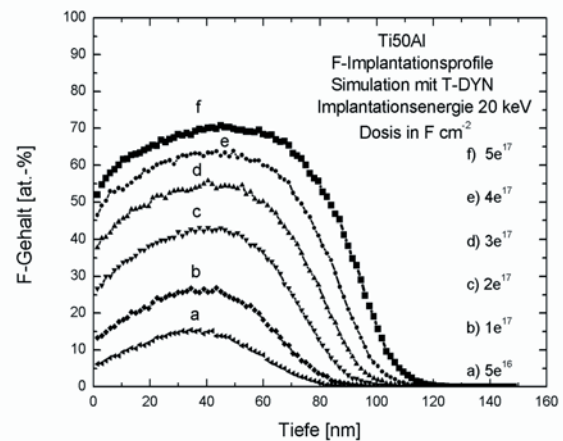


Abb. 1: F-Implantationsprofile in TiAl. Simulation mit T-DYN.

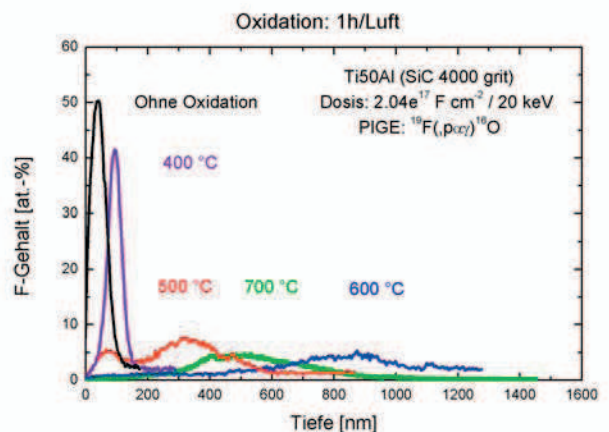


Abb. 2: Mit PIGE erhaltene F-Profile (implantierte Proben, Oxidation 1h/Luft).

Den Verlauf des Fluor-Verlustes in Abhängigkeit von der Oxidationstemperatur zeigen die Abb. 5 und 6. Der F-Gehalt im Maximum des F-Tiefenprofils – also an der Phasengrenze Oxid/Metall – besitzt einen signifikanten Abfall zwischen  $400^\circ\text{C}$  und  $500^\circ\text{C}$ . Der in Abb. 6 dargestellte integrale Fluor-Gehalt dagegen nimmt bis ca.  $700^\circ\text{C}$  ab und weist anschließend bis  $1000^\circ\text{C}$  kaum Verluste auf.

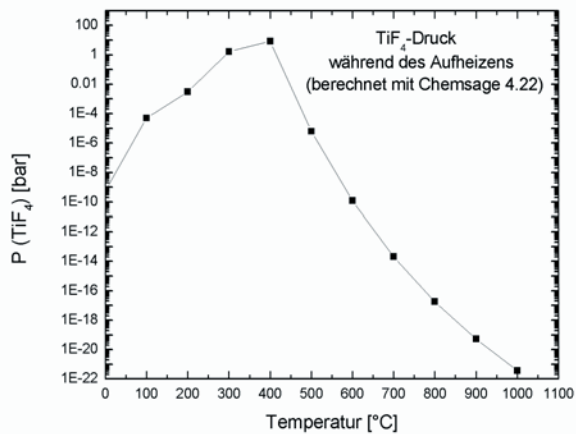


Abb. 3:  $\text{TiF}_4$ -Partialdruck als Funktion der Temperatur (ber. mit CHEMSAGE 4.22).

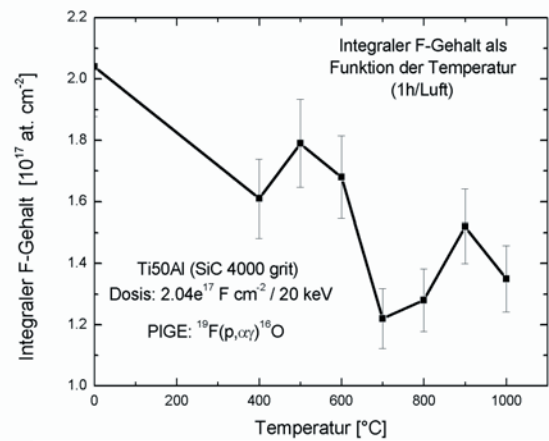


Abb. 6: Integraler F-Verlust beim Aufheizen (1h/Luft).

### Ergebnisse: F-Verlust nach HF-Behandlung

Die mit HF behandelten Proben zeigen bereits bei einer Oxidation von  $400^{\circ}\text{C}/1\text{h}$  einen hohen F-Verlust (Abb.7). Das

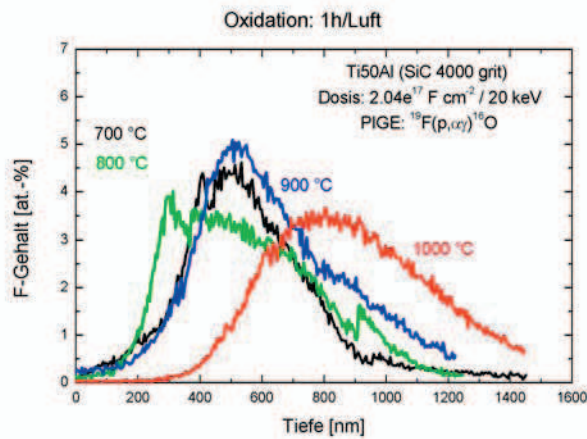


Abb. 4: Mit PIGE erhaltene F-Profile (implantierte Proben, Oxidation 1h/Luft).

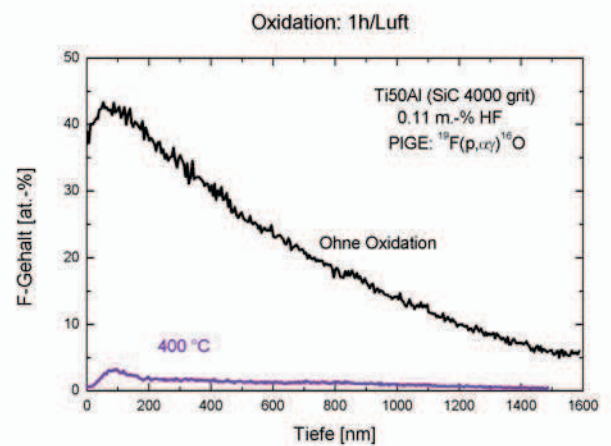


Abb. 7: Mit PIGE erhaltene F-Profile (HF-behandelte Proben, Oxidation 1h/Luft).

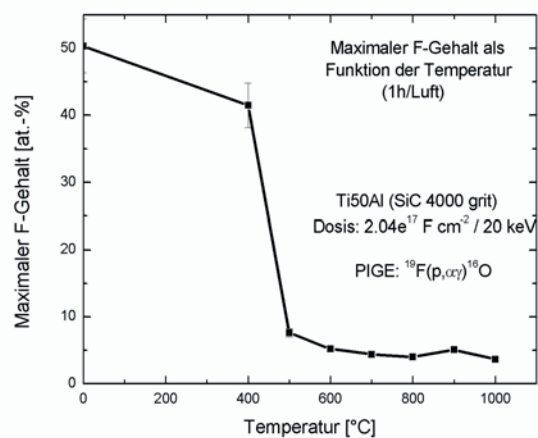


Abb. 5: F-Verlust an der Oxid/Metall Phasengrenze beim Aufheizen (1h/Luft).

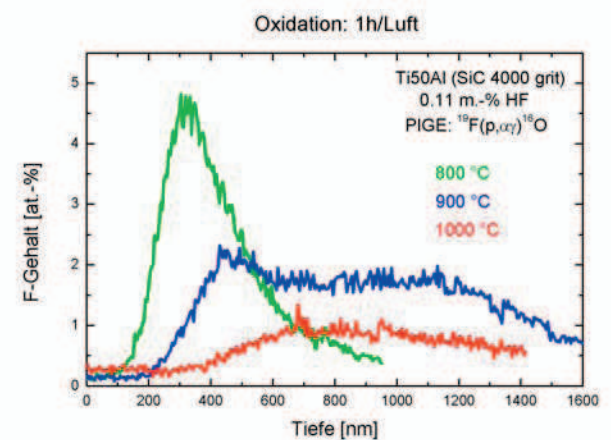


Abb. 8: Mit PIGE erhaltene F-Profile (HF-behandelte Proben, Oxidation 1h/Luft).

weitere Verhalten ist durch eine relativ langsame Abnahme des maximalen bzw. des integralen F-Gehaltes charakterisiert (Abb. 8-10). Ab 800°C tritt der Fluor-Mikrolegierungseffekt auf und es bildet sich ebenfalls eine dünne Aluminiumoxidschicht an der Oberfläche.

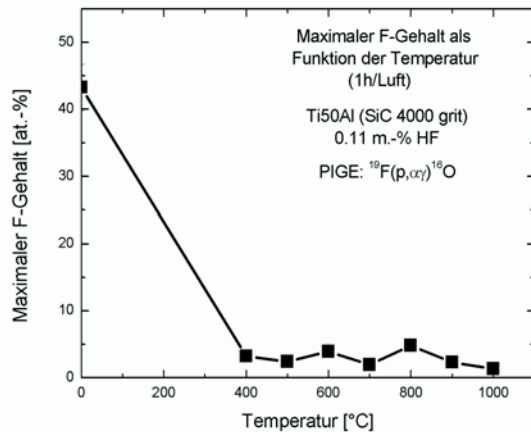


Abb. 9: F-Verlust an der Oxid/Metall Phasengrenze beim Aufheizen (1h/Luft).

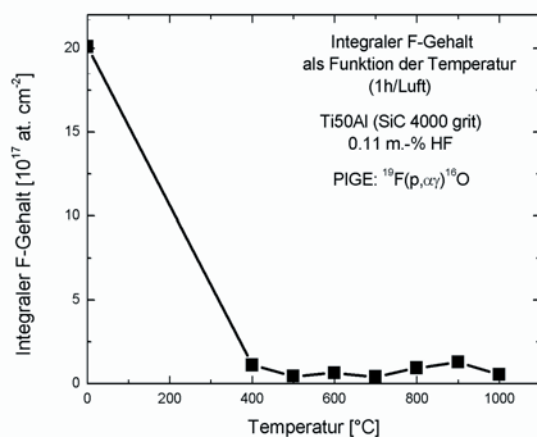


Abb. 10: Integraler F-Verlust beim Aufheizen (1h/Luft).

### Zusammenfassung

Die F-Tiefenprofile an implantierten und mit verdünnter HF behandelten TiAl-Proben weisen bei der Oxidation (900°C/Luft) nach anfänglich hohen F-Verlusten einen relativ konstanten F-Gehalt an der Phasengrenze Oxid/Metall auf.

### Referenzen:

- [1] H.-E. Zschau, V. Gauthier, G. Schumacher, F. Dettenwanger, M. Schütze, H. Baumann, K. Bethge, Oxidation of Metals, 59 (2003) 183.
- [2] H.-E. Zschau, V. Gauthier, M. Schütze, H. Baumann, K. Bethge, Proc. Internat. Symposium Turbomat, Bonn, 17.-19.6.2002, 210-214.
- [3] M. Schütze, M. Hald, Mat. Sci. Eng., A239-240 (1997) 847.



# Herstellung von Si-C-N-Schichten mit homogener N-Tiefenverteilung mittels HF-Magnetronspuiten und anschließender N-Ionenimplantation

M. Rudolphi<sup>1</sup>, H. Baumann<sup>1</sup>, K. Bethge<sup>1</sup>, M. Bruns<sup>2</sup>, U. Geckle<sup>2</sup>

<sup>1</sup>IKF, Universität Frankfurt, August-Euler-Str. 6, D-60486 Frankfurt

<sup>2</sup>FZ Karlsruhe, Postfach 3640, D-76021 Karlsruhe

Die Herstellung dünner Siliciumcarbonitrid-Schichten mit unterschiedlicher Zusammensetzung ( $\text{SiC}_x\text{N}_y$ ) ist aufgrund erwarteter Eigenschaften wie z.B. hervorragender Hochtemperaturstabilität Gegenstand zahlreicher Untersuchungen. Sowohl HF-Magnetronspuiten als auch Ionenimplantation sind hinsichtlich der erzielbaren Reinheit der Si-C-N-Schichten (O-, H-Konzentration  $< 1$  At.%) anderen Verfahren (z.B. Precursortechnik) überlegen, da die Schichten direkt aus den Elementen hergestellt werden. Mit beiden Verfahren wurde die ternäre Verbindungen  $\text{Si}_2\text{CN}_4$  synthetisiert [1,2]. Mit zunehmendem Kohlenstoffanteil ( $\text{C/Si} > 0.5$ ) gelingt es jedoch auf diese Weise nicht mehr, die N-Konzentration von 57 At.% zu erreichen, die für die Synthese möglicher Verbindungen auf der Konode  $\text{C}_3\text{N}_4$  –  $\text{Si}_3\text{N}_4$  im ternären Phasendiagramm erforderlich ist. Ein erfolgversprechender Ansatz wird in der Kombination beider Syntheseverfahren gesehen.

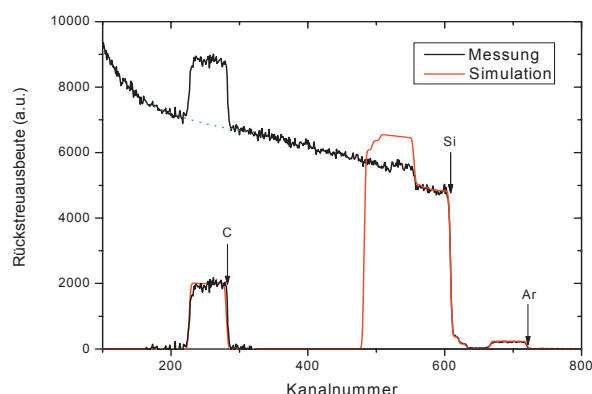


Abbildung 1: n-RBS-Spektrum einer durch HF-Magnetronspuiten hergestellten  $\text{Si}_2\text{C}$ -Schicht auf Silicium, und die Simulation des Spektrums mit dem Computercode RUMP [4].

Si-C-Schichten mit vorgegebenem Si/C-Verhältnis (z.B.  $\text{Si}_2\text{C}$ ,  $\text{SiC}$  und  $\text{SiC}_2$ ) wurden mittels HF-Magnetronspuiten eines Si-C-Targets mit veränderbaren Flächenanteilen für Silicium und Kohlenstoff reproduzierbar hergestellt. Realisiert wurde dies durch die symmetrische Anordnung von C-Stegen mit gleicher Fläche auf einem Si-Target bzw. von Si-Stegen auf einem C-Target. Das Si/C-Verhältnis wurde mit non-Rutherford-Rückstreupektrometrie (n-RBS) mit  $3.5\text{MeV } ^4\text{He}^+$ -Projektilen unter einem Rückstreuwinkel von  $171^\circ$  gemessen. Der Wirkungsquerschnitt für die Rückstreuung am  $^{12}\text{C}$  ist bei dieser Projektilenergie um einen Faktor 5.9 gegenüber dem Rutherford-Wirkungsquerschnitt erhöht [3]. Abbildung 1 zeigt das gemessene und simulierte n-RBS-Spektrum einer abgeschiedenen  $\text{Si}_2\text{C}$ -Schicht auf  $<100>$  Silicium. Das Verhältnis von Silicium zu Kohlenstoff in den

Si-C-Schichten ist als Funktion der Si- und C-Flächenanteile des Sputtertargets in Abbildung 2 dargestellt.

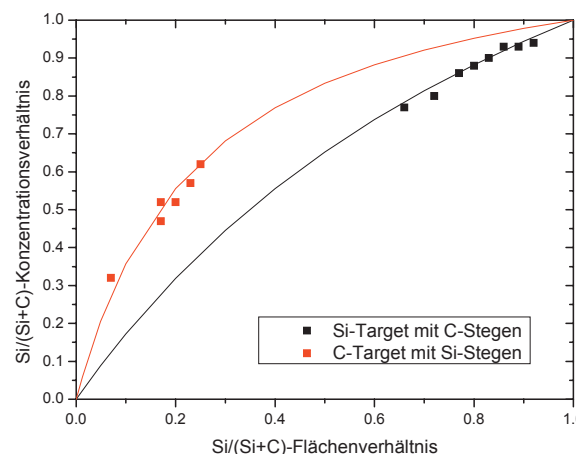


Abbildung 2:  $\text{Si}/(\text{Si}+\text{C})$ -Konzentrationsverhältnis als Funktion der Si- und C-Flächenanteile des Sputtertargets. Die durchgezogenen Linien zeigen die berechneten Konzentrationsverhältnisse.

Durch N-Ionenimplantation ( $^{14}\text{N}$  bzw.  $^{15}\text{N}$ ) wurde Stickstoff in die  $\text{SiC}_x$ -Schicht mit der Konzentration eingebracht, die zum Erreichen einer bestimmten Stöchiometrie erforderlich ist. Eine Stickstofftiefenverteilung mit einem Plateau, das bis dicht an die Oberfläche reicht, wurde durch eine vierfache  $^{15}\text{N}$ -Implantation hergestellt, beginnend mit der Ionenenergie  $6.25\text{keV}$  und nachfolgend mit  $12.5\text{keV}$ ,  $25\text{keV}$  und  $50\text{keV}$ .

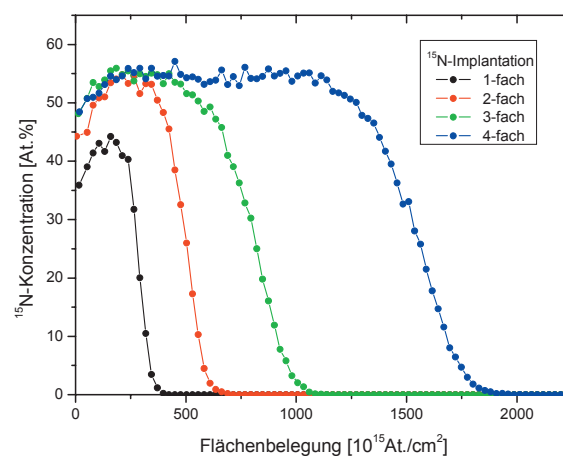


Abbildung 3: Simulierte 4-fache  $^{15}\text{N}$ -Ionenimplantation zur Herstellung einer  $\text{Si}_2\text{CN}_4$ -Schicht:

$^{15}\text{N}$ -Tiefenprofile nach den Implantationsschritten 1 bis 4 ((1)  $6.25\text{keV}$ ,  $1.3 \times 10^{17}\text{cm}^{-2}$ ; (2)  $12.5\text{keV}$ ,  $1.7 \times 10^{17}\text{cm}^{-2}$ ; (3)  $25\text{keV}$ ,  $2.2 \times 10^{17}\text{cm}^{-2}$ ; (4)  $50\text{keV}$ ,  $4.9 \times 10^{17}\text{cm}^{-2}$ ).



Die dazugehörigen Ionenfluenzen wurden durch Monte-Carlo-Simulationen [5] ermittelt (siehe Abb. 3).

Durch die gewählte Abfolge der Implantationsenergie wird der bereits mit Stickstoff implantierte Bereich durch die nachfolgende N-Implantation erneut durchmischt. Dies fördert die atomar dispersive Verteilung der konstituierenden Elemente (C, N, Si) im implantierten Bereich und erleichtert somit durch Reduzierung der thermischen Aktivierung die festkörperchemische Synthese von Verbindungen [6].

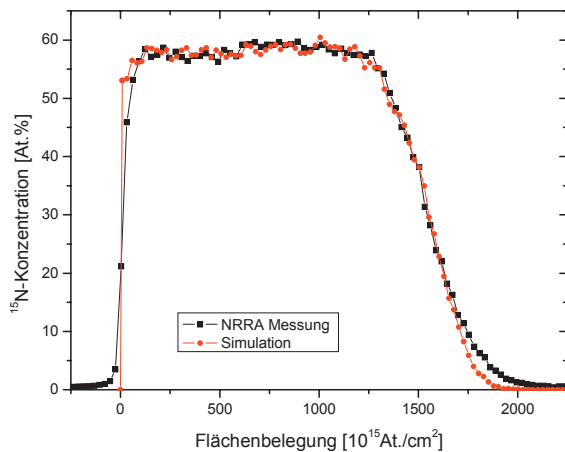


Abbildung 4:  $^{15}\text{N}$ -Tiefenprofil einer 4-fach implantierten Probe im Vergleich mit dem simulierten Tiefenprofil.

Die  $^{15}\text{N}$ -Tiefenverteilung der  $^{15}\text{N}$ -implantierten Si-C-Schichten wurde mit der resonanten Kernreaktion  $^{15}\text{N}(\text{p}, \alpha\gamma)^{12}\text{C}$  unter Verwendung der Resonanz bei 429keV gemessen [7]. In Abbildung 4 ist das gemessene und das simulierte  $^{15}\text{N}$ -Tiefenprofil einer  $\text{Si}_2\text{CN}_4$ -Schicht dargestellt.

Mit diesem kombinierten Verfahren aus Magnetron-Sputtern und Ionenimplantation ist es prinzipiell möglich, Si-C-N-Schichten mit Stöchiometrien an ausgewählten Punkten im ternären Si-C-N-Phasendiagramm herzustellen. Es können insbesondere Stöchiometrien auf der interessanten Konode SiC-Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> erhalten werden, die mit anderen Herstellungsverfahren nicht erreichbar sind.

## Referenzen:

- [1] F. Link, Dissertation, Universität Frankfurt, (1999).
- [2] H. Lutz, Dissertation, Universität Karlsruhe, (2001).
- [3] Y. Feng, Z. Zhou, Y. Zhou, G. Zhou, Nucl. Instr. Meth. B86 (1994) 225.
- [4] L.R. Doolittle, Nucl. Instr. Meth. B15 (1986) 227.
- [5] J.P. Biersack, Nucl. Instr. Meth. B19/20 (1987) 32.
- [6] M. Jansen, Angew. Chem. 114 (2002) 3896.
- [7] J.R. Tesmer, M. Nastasi, Handbook of Modern Ion Beam Materials Analysis, Materials Research Society, Pittsburgh, USA (1995).

# 

## 

The first part of the paper describes the experimental setup and the results of the measurements. The second part discusses the theoretical background and the comparison of the experimental results with the theoretical predictions. The third part presents the conclusions and the outlook for future work.

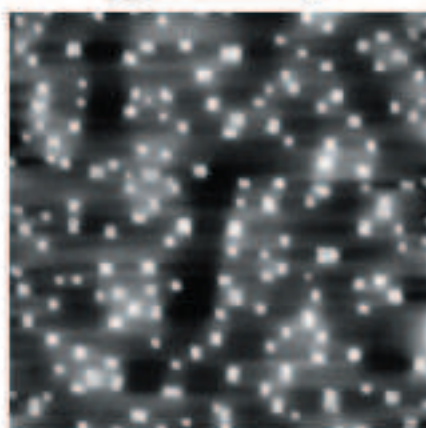


Fig. 1. Micrograph of the sample surface showing the distribution of the implanted ions.

The results of the measurements show that the distribution of the implanted ions is highly inhomogeneous. The concentration of the ions is highest in the center of the sample and decreases towards the edges. This is due to the fact that the ions are implanted from a central source and spread out as they travel through the sample.

The second part of the paper discusses the theoretical background and the comparison of the experimental results with the theoretical predictions. The third part presents the conclusions and the outlook for future work.

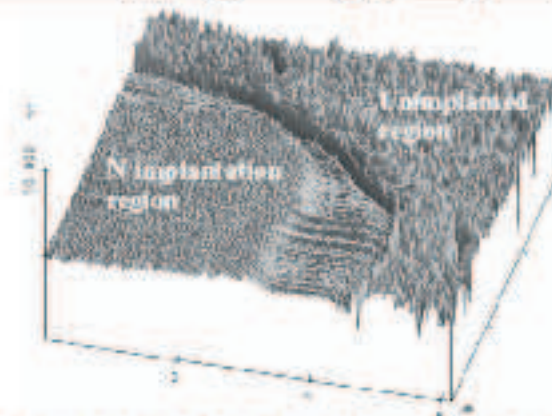


Fig. 2. 3D surface plot of the distribution of the implanted ions. The plot shows the concentration of the ions as a function of position.

The results of the measurements show that the distribution of the implanted ions is highly inhomogeneous. The concentration of the ions is highest in the center of the sample and decreases towards the edges. This is due to the fact that the ions are implanted from a central source and spread out as they travel through the sample.

The results of the measurements show that the distribution of the implanted ions is highly inhomogeneous. The concentration of the ions is highest in the center of the sample and decreases towards the edges. This is due to the fact that the ions are implanted from a central source and spread out as they travel through the sample.

The results of the measurements show that the distribution of the implanted ions is highly inhomogeneous. The concentration of the ions is highest in the center of the sample and decreases towards the edges. This is due to the fact that the ions are implanted from a central source and spread out as they travel through the sample.

Die Messung der Oberflächenrauheit ist ein wichtiger Bestandteil der Materialcharakterisierung. Sie liefert Informationen über die geometrische Form der Oberfläche, die die mechanischen, tribologischen und optischen Eigenschaften eines Materials beeinflussen. Die Rauheit wird durch die Abweichungen der Oberfläche von einer idealen Ebene oder einem idealen Zylinder beschrieben. Diese Abweichungen können auf verschiedenen Skalen gemessen werden, von der Nanoskala bis zur Mikroskala. Die Messung der Rauheit ist wichtig, um die Qualität der Oberflächenherstellung zu kontrollieren und um die Leistungsfähigkeit von Bauteilen zu optimieren.

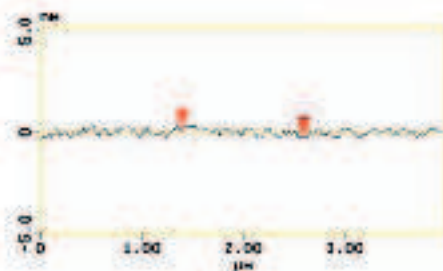
Die Rauheit wird durch die Abweichungen der Oberfläche von einer idealen Ebene oder einem idealen Zylinder beschrieben. Diese Abweichungen können auf verschiedenen Skalen gemessen werden, von der Nanoskala bis zur Mikroskala. Die Messung der Rauheit ist wichtig, um die Qualität der Oberflächenherstellung zu kontrollieren und um die Leistungsfähigkeit von Bauteilen zu optimieren.

Die Rauheit wird durch die Abweichungen der Oberfläche von einer idealen Ebene oder einem idealen Zylinder beschrieben. Diese Abweichungen können auf verschiedenen Skalen gemessen werden, von der Nanoskala bis zur Mikroskala. Die Messung der Rauheit ist wichtig, um die Qualität der Oberflächenherstellung zu kontrollieren und um die Leistungsfähigkeit von Bauteilen zu optimieren.

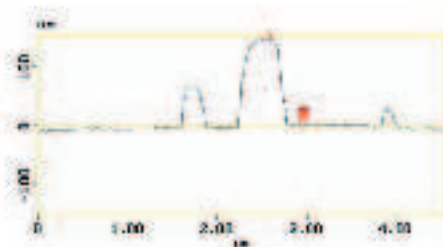
Die Rauheit wird durch die Abweichungen der Oberfläche von einer idealen Ebene oder einem idealen Zylinder beschrieben. Diese Abweichungen können auf verschiedenen Skalen gemessen werden, von der Nanoskala bis zur Mikroskala. Die Messung der Rauheit ist wichtig, um die Qualität der Oberflächenherstellung zu kontrollieren und um die Leistungsfähigkeit von Bauteilen zu optimieren.

Die Rauheit wird durch die Abweichungen der Oberfläche von einer idealen Ebene oder einem idealen Zylinder beschrieben. Diese Abweichungen können auf verschiedenen Skalen gemessen werden, von der Nanoskala bis zur Mikroskala. Die Messung der Rauheit ist wichtig, um die Qualität der Oberflächenherstellung zu kontrollieren und um die Leistungsfähigkeit von Bauteilen zu optimieren.

Die Rauheit wird durch die Abweichungen der Oberfläche von einer idealen Ebene oder einem idealen Zylinder beschrieben. Diese Abweichungen können auf verschiedenen Skalen gemessen werden, von der Nanoskala bis zur Mikroskala. Die Messung der Rauheit ist wichtig, um die Qualität der Oberflächenherstellung zu kontrollieren und um die Leistungsfähigkeit von Bauteilen zu optimieren.



Die Rauheit wird durch die Abweichungen der Oberfläche von einer idealen Ebene oder einem idealen Zylinder beschrieben. Diese Abweichungen können auf verschiedenen Skalen gemessen werden, von der Nanoskala bis zur Mikroskala. Die Messung der Rauheit ist wichtig, um die Qualität der Oberflächenherstellung zu kontrollieren und um die Leistungsfähigkeit von Bauteilen zu optimieren.



Die Rauheit wird durch die Abweichungen der Oberfläche von einer idealen Ebene oder einem idealen Zylinder beschrieben. Diese Abweichungen können auf verschiedenen Skalen gemessen werden, von der Nanoskala bis zur Mikroskala. Die Messung der Rauheit ist wichtig, um die Qualität der Oberflächenherstellung zu kontrollieren und um die Leistungsfähigkeit von Bauteilen zu optimieren.





## Crystallization behaviour of amorphous $\text{Si}_3\text{N}_4$ films at high temperatures

H. Schmidt<sup>3</sup>, M. Rudolphi<sup>1</sup>, H. Baumann<sup>1</sup>, M. Bruns<sup>2</sup>, U. Geckle<sup>2</sup>, W. Gruber<sup>3</sup>, G. Borchardt<sup>3</sup>

<sup>1</sup>IKF, Universität Frankfurt, August-Euler-Str 6, D-60486 Frankfurt

<sup>2</sup>FZ Karlsruhe, Postfach 3640, D-76021 Karlsruhe,

<sup>3</sup>TU Clausthal, Robert-Koch-Straße 42, D-38678 Clausthal-Zellerfeld

Thin films of silicon nitride exhibit a variety of attractive properties, like high hardness, chemical stability, a high dissociation temperature, high thermal shock resistance and a wide band gap. These properties suggest mechanical, optical and electronic applications in various branches of technology. A promising method to produce amorphous silicon nitride films is reactive r. f. magnetron sputtering. This method offers several advantages, namely low-temperature processing, low impurity content in the deposited films and the use of inert gases.

In the framework of the interdisciplinary research program "Vom Molekül zum Material – Keramische Materialien und Gläser" (DFG) investigations on the thermal stability and crystallization behaviour of amorphous stoichiometric  $\text{Si}_3\text{N}_4$  films were carried out in cooperation with the TU Clausthal and the FZ Karlsruhe [1]. In this context the film behaviour at high temperatures is of large importance. Thus, polycrystalline SiC substrates were preferred to conventional Si wafers to ensure experiments at temperatures above 1400 °C. Nearly impurity free films were produced by reactive r. f. magnetron sputtering with an oxygen content of only 0.1 at. %. Chemical composition and oxygen content were determined by ( $\alpha, \alpha$ ) non-Rutherford backscattering spectroscopy (Fig. 1).

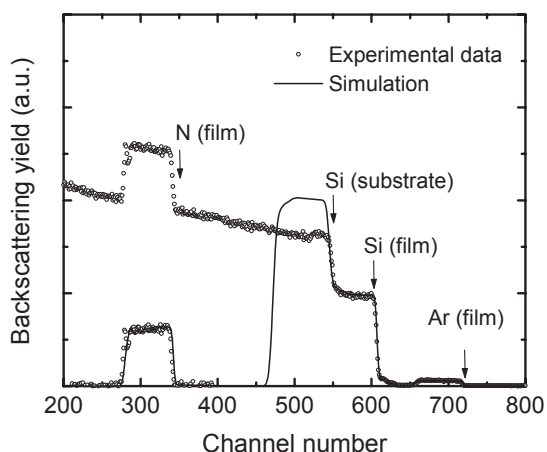


Figure 1: n-RBS spectrum of a  $\text{Si}_3\text{N}_4$  film in the as-deposited state. Arrows indicate the sample surface for the film components and for the interface, respectively. The simulation of the spectrum with the computer code RUMP [2] is also shown.

The crystallization of the amorphous  $\text{Si}_3\text{N}_4$  films was observed in the temperature range between 1300 and 1700 °C by X-ray diffractometry. The investigations revealed a

simultaneous crystallization of the two modifications  $\alpha\text{-Si}_3\text{N}_4$  and  $\beta\text{-Si}_3\text{N}_4$ , with a maximum  $\beta\text{-Si}_3\text{N}_4$  fraction of 15 % at 1300 °C increasing up to 40 % at 1700 °C. A conversion of  $\alpha\text{-Si}_3\text{N}_4$  to  $\beta\text{-Si}_3\text{N}_4$  in the crystalline state was not observed. The transition from amorphous  $\text{Si}_3\text{N}_4$  to polycrystalline  $\alpha\text{-Si}_3\text{N}_4$  was investigated as a function of annealing time and temperature by measuring the integrated peak areas of selected X-ray reflections which are proportional to the crystallized volume (Fig. 2).

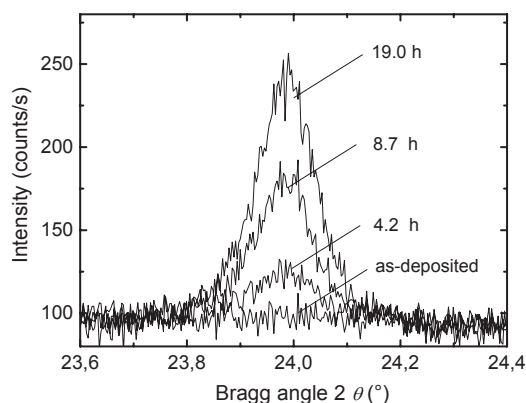


Figure 2: Growth of  $\alpha\text{-Si}_3\text{N}_4$  (101) X-ray peak as a function of annealing time at 1390 °C.

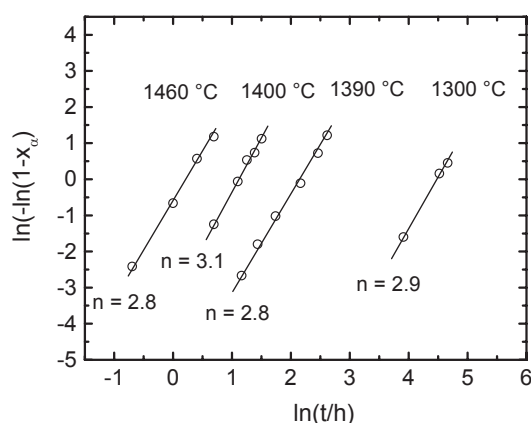


Figure 3: JMAK diagrams describing the transformation of amorphous  $\text{Si}_3\text{N}_4$  to crystalline  $\text{Si}_3\text{N}_4$ .

The crystallization process can be described by the JMAK theory [3], assuming a three-dimensional, interface controlled growth from pre-existing nuclei (Fig.3). The determined rate constants,  $k$ , follow a thermal activated behaviour with a single activation enthalpy of  $5.5 \pm 0.5$  eV (Fig. 4).



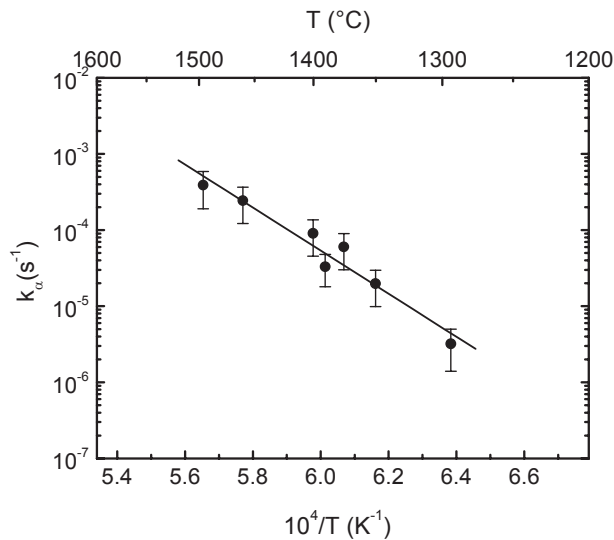


Figure 4: Temperature dependence of the rate constant  $k$  for the crystallization of  $\tilde{\text{Si}}_3\text{N}_4$ .

Our results on self-diffusion of  $^{15}\text{N}$  in crystallized  $\text{Si}_3\text{N}_4$  measured with secondary ion mass spectrometry and isotope heterostructures [4] on the same type of films, revealed an activation enthalpy of  $4.9 \pm 0.5$  eV which is in relatively good accordance with the value of crystallization enthalpy. This indicates that the underlying elementary jump process of the constituent elements which governs self-diffusion plays an important role also for the interface controlled crystallization process of  $\text{Si}_3\text{N}_4$  films, while nucleus formation is of less significance.

As an outlook, studies of  $\text{Si}_2\text{CN}_4$  thin films, where one Si atom is replaced by a C atom in comparison to  $\text{Si}_3\text{N}_4$  films are in progress. Differences in the crystallization behaviour should enable to understand the stability of metastable materials in the system Si-C-N.

#### Referenzen:

- [1] H. Schmidt, W. Gruber, G. Borchardt, M. Bruns, M. Rudolphi, H. Baumann, *Thin Solid Films* 450 (2004), 344.
- [2] L. R. Doolittle, *Nucl. Instr. Meth. B15* (1986), 227.
- [3] J. W. Christian, *The Theory of Transformations in Metals and Alloys*, Pergamon Press, Oxford, 1975.
- [4] H. Schmidt, G. Borchardt, M. Rudolphi, H. Baumann, M. Bruns, *Appl. Phys. Lett.*, submitted.

## Messung des Wirkungsquerschnitts der Reaktion $^{15}\text{N}(\alpha,\alpha)^{15}\text{N}$ im Bereich von 3.2MeV bis 3.55MeV

M. Rudolphi, H. Baumann, K. Bethge

Siliciumcarbonitrid-Schichten mit ausgewählten Stöchiometrien im ternären Si-C-N-Phasendiagramm herzustellen (z.B. durch Magnetronspütern mit nachfolgender Ionenimplantation, siehe Beitrag in diesem Jahresbericht), setzt voraus, dass man ihre Elementanteile quantitativ und mit ausreichender Genauigkeit messen kann. Die  $(\alpha,\alpha)$ -Rückstreuungsspektrometrie bei 3.5MeV und unter einem Rückstreuwinkel von  $171^\circ$  (lab) bietet sich hierfür als eine geeignete Analysemethode an.

Für  $\alpha$ -Projektilenergien größer 3MeV erhöht sich der Wirkungsquerschnitt (WQ) für leichte Elemente wie Kohlenstoff und Stickstoff durch elastische Streuung im Kern bei bestimmten Energien bzw. Energiebereichen um ein Vielfaches im Vergleich zum Rutherford-Wirkungsquerschnitt [1].

Die  $(\alpha,\alpha)$ -Rückstreuung am  $^{15}\text{N}$  weist ebenso wie die am  $^{12}\text{C}$  und  $^{14}\text{N}$  für Projektilenergien zwischen 3.3 und 3.5MeV einen Bereich mit nahezu konstantem WQ auf. Für den WQ von  $^{12}\text{C}$  und  $^{14}\text{N}$  liegen neuere Messdaten in diesem Energiebereich mit der für die Analyse benötigten Genauigkeit vor [2,3]. Der Verlauf des Wirkungsquerschnitts für  $^{15}\text{N}$  wurde 1961 von Smotrich et al. [4] bei einem Rückstreuwinkel von  $165.2^\circ$  (lab) unter Verwendung eines  $^{15}\text{N}$ -Gastargets absolut gemessen. 1997 wurde die Messung von J. Kempter [5] an einer durch Sputtern erzeugten  $^{15}\text{N}$ -Ta-Schicht auf Kohlenstoffsubstrat wiederholt. Der Wirkungsquerschnitt wurde dabei relativ zu dem von Tantal unter einem Rückstreuwinkel von  $171^\circ$  (lab) gemessen. Das  $^{15}\text{N}/\text{Ta}$ -Verhältnis wurde zuvor bei 2MeV unter der Annahme eines Rutherford-Wirkungsquerschnittes für die elastische Streuung am  $^{15}\text{N}$  bestimmt. Wie Abbildung 1 zeigt, weichen die Wirkungsquerschnitte beider Messungen deutlich voneinander ab ( $\sim 7$  bis 12%).

Zur Klärung wurde der Wirkungsquerschnitt für  $^{15}\text{N}$  im Energiebereich von 3.2 bis 3.55MeV unter  $171^\circ$  (lab) mit der von Kempter verwendeten Messmethode erneut gemessen. Als Target wurde jedoch polierter Glaskohlenstoff verwendet, implantiert mit 30KeV  $\text{Ta}^+$ -Ionen ( $1 \times 10^{16}$  Ionen/ $\text{cm}^2$ ) und nachfolgend mit 6keV  $^{15}\text{N}^+$ -Ionen ( $2 \times 10^{17}$  Ionen/ $\text{cm}^2$ ). Der Energieverlust im implantierten Bereich beträgt ca. 5keV. Das Verhältnis der  $^{15}\text{N}/\text{Ta}$ -Flächenbelegung wurde statt bei 2MeV bei 1.4MeV bestimmt. Bei der Auswertung der Messergebnisse wurde das Abschirmpotential der Elektronenhülle berücksichtigt [6]. Die so erhaltenen Messergebnisse stimmen sehr gut mit den Daten von Smotrich überein. Die Ursache für die zu niedrigen Ergebnisse von Kempter liegt wohl darin, dass der Wirkungsquerschnitt für  $^{15}\text{N}$  bei 2MeV, mit dem der  $^{15}\text{N}$ -Anteil im Target relativ zu dem von Tantal bestimmt wurde, noch vom Rutherford-WQ abweicht.

In Abbildung 2 ist das Rückstreuungsspektrum einer  $\text{Si}_3^{15}\text{N}_4$ -Schicht auf  $\langle 100 \rangle$ -Silicium, das bei 3.5MeV gemessen wurde, zusammen mit dem simulierten Spektrum dargestellt. Die Simulation wurde mit dem Computercode RUMP [7] unter Verwendung der eigenen Daten für den Wirkungsquerschnitt von  $^{15}\text{N}$  durchgeführt. Die Simulation

ergab für das  $^{15}\text{N}/\text{Si}$ -Verhältnis den Wert 1.36, der sehr gut mit dem für Siliciumnitrid (1.33) übereinstimmt.

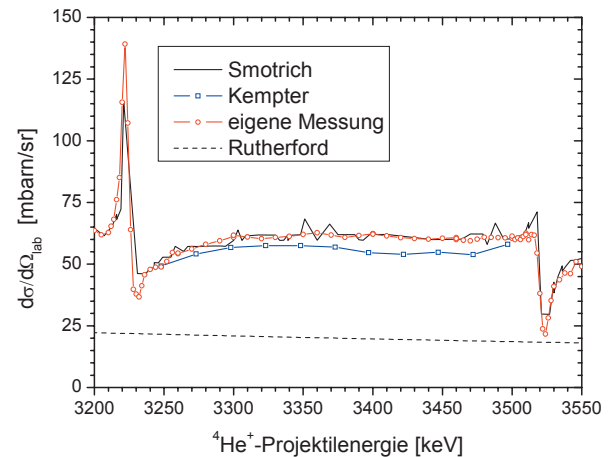


Abb. 1: Verlauf der Wirkungsquerschnitts der Reaktion  $^{15}\text{N}(\alpha,\alpha)^{15}\text{N}$  im Energiebereich von 3.2 bis 3.55MeV

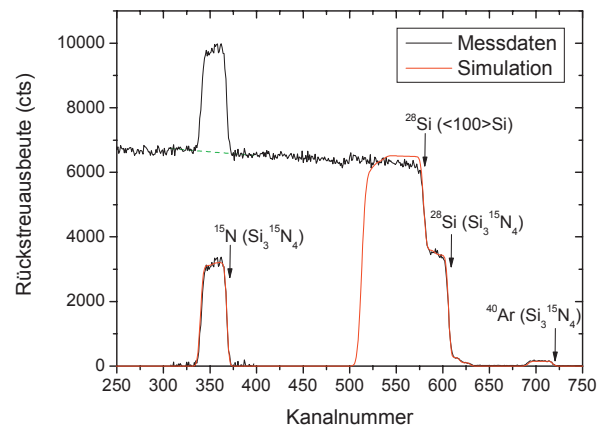


Abb. 2: n-RBS-Spektrum einer  $\text{Si}_3^{15}\text{N}_4$ -Schicht auf Silicium zusammen mit dem simulierten Spektrum.

### Referenzen:

- [1] J.R. Tesmer, M. Nastasi, Handbook of Modern Ion Beam Materials Analysis, Materials Research Society, Pittsburgh, USA (1995).
- [2] Y. Feng, Z. Zhou, Y. Zhou, G. Zhou, Nucl. Instr. Meth. B86 (1994) 225.
- [3] Y. Feng, Z. Zhou, G. Zhou, F. Yang, Nucl. Instr. Meth. B94 (1994) 11.
- [4] H. Smotrich, K.W. Jones, L.C. McDermott, R.E. Benenson, Phys. Rev. 122 (1961) 232.
- [5] J. Kempter, Diplomarbeit, J.W. Goethe-Universität, Frankfurt am Main, Deutschland (1997).
- [6] J. L'Ecuyer, J.A. Davies, N. Matsunami, Nucl. Instr. Meth. 160 (1979) 337.
- [7] L.R. Doolittle, Nucl. Instr. Meth. B15 (1986) 227.

# Massenspektrometrie von elektrisch leitenden und nichtleitenden Materialien mittels pulsartiger Hochfrequenz-Funken- bzw. Nd:YAG-Laseranregung

B. Wiedemann, J. D. Meyer, M. Petri

Im Berichtszeitraum wurden massenspektrometrische Messungen an elektrisch leitenden und nichtleitenden Proben mittels SSMS (Spark Source Mass Spectrometry) bzw. LSMS (Laser Source Mass Spectrometry) durchgeführt. Dazu wurde durch Laser-induzierte Verdampfung und Ionisation aus der Festkörperoberfläche von elektrisch leitenden und nichtleitenden Proben ein Plasma erzeugt, aus denen geeignete Ionenströme extrahiert und massenspektrometrisch nachgewiesen wurden.

Der verwendete Nd:YAG-Laser wurde bei einer Wellenlänge von 532 nm mit folgenden Strahlparametern betrieben: Durchmesser 8 mm, Divergenz  $\leq 0.5$  mrad, Pulsenergie 3...4 mJ, Pulsdauer 4 ns und Puls-wiederholungsrate 30 Hz.

Das Licht des Nd:YAG-Laser wurde über einen Spiegel mit einem Winkel von  $45^\circ$  relativ zur ionenoptischen Achse des Massenspektrometers, auf die feste Probe gebracht, die sich im Fokus einer plankonvexen Linse befand (Bild 1).

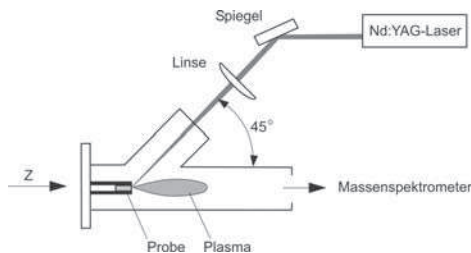


Bild 1: Schema der Nd:YAG-Laser-Anregung. Das Licht des Nd:YAG-Laser wird über einen Spiegel mit einem Winkel von  $45^\circ$  relativ zur ionenoptischen Achse des Massenspektrometers auf die feste Probe gebracht.

Die Probe wurde unter Hochvakuum mit einem Z-Antrieb bewegt, um die erforderlichen Ionenströme für einen ersten massenspektrometrischen Nachweis erhalten zu können.

Die Ladungsmenge wurde bis 30 nC integriert. Die resultierende Erosion führte zu Kratern mit einem Durchmesser  $\leq 30$   $\mu\text{m}$ .

Erste Massenspektren von elektrisch nichtleitenden Proben zeigen für eine glasartige Siliciumdioxid ( $\text{SiO}_2$ )- beziehungsweise kristalline Calciumdifluorid ( $\text{CaF}_2$ )-Probe im  $m/z$ -Bereich von 12 u bis 22 u die Bilder 2 und 3. Bei diesen Messungen waren die Proben lateral unbeweglich, so dass neues Probenmaterial zur Plasmaerzeugung nur eindimensional über den Z-Antrieb bereitgestellt werden konnte. Mit einem lateralen Scan über die Oberfläche soll die Extraktion der Ionenströme entscheidend verbessert werden. Dazu ist ein Schrittmotor-gesteuerter XYZ-Probenmanipulator vorgesehen, der über den Z-Antrieb die Fokussierungsbedingung des Lasers auf der Probe aufrecht-erhalten soll, während X- und Y-Antrieb einen lateralen Scan über die Oberfläche erlauben.

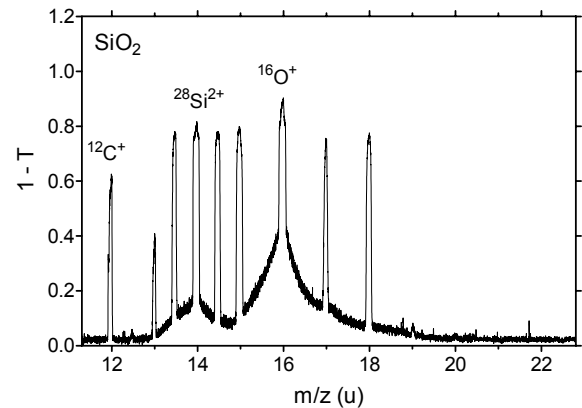


Bild 2: Massenspektrum von glasartigem  $\text{SiO}_2$

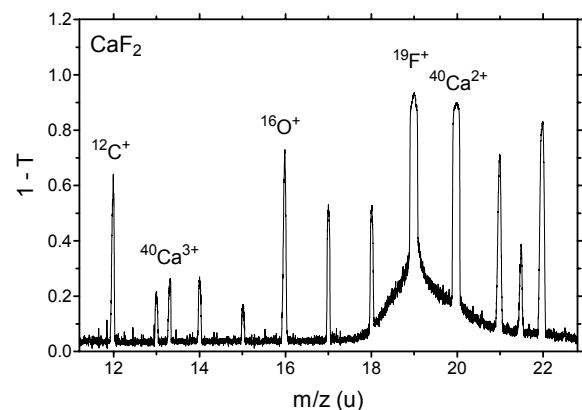


Bild 3: Massenspektrum von kristallinem  $\text{CaF}_2$

Während die LSMS mit pulsartiger Nd:YAG-Anregung neue Möglichkeiten für die Analyse elektrisch nichtleitender Probenmaterialien eröffnet, bleibt die SSMS mit pulsartiger Funkenanregung aufgrund ihrer niedrigen Nachweisgrenzen weiterhin für neuartige Entwicklungen von Element- und Verbindungshalbleitern interessant. Bild 4 zeigt das Massenspektrum im  $m/z$ -Bereich von 12 u bis 22 u für eine kristalline Aluminiumnitrid ( $\text{AlN}$ )-Probe, die mittels SSMS analysiert wurde.

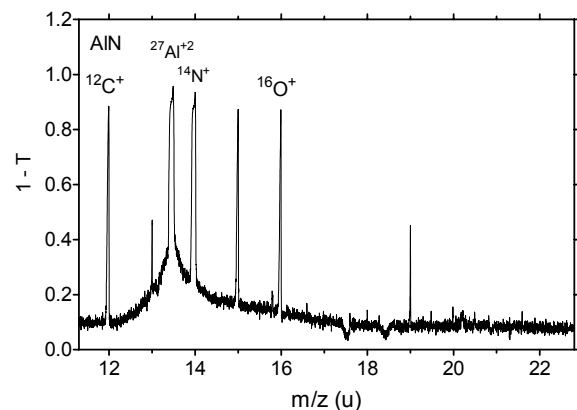


Bild 4: Massenspektrum von kristallinem  $\text{AlN}$

<sup>†</sup> Institut für Kernphysik der Johann Wolfgang Goethe-Universität, August-Euler-Str. 6, D-60486 Frankfurt

# SPARK SOURCE MASS SPECTROMETRIC ANALYSIS OF LOW CARBON CONTENTS IN CRYSTALLINE SILICON

B. Wiedemann<sup>1</sup>, J. D. Meyer<sup>1</sup>, H. Ch. Alt<sup>2</sup>, and H. Riemann<sup>3</sup>

Mass spectrometric, nuclear physical, and optical measurements have been carried out to investigate the carbon concentration in carbon containing silicon from the Siemens, Czochralski and floating zone processes. It has been shown that the  $^{12}\text{C}(\text{d},\text{n})^{13}\text{N}$  calibrated SSMS method allows to measure carbon concentrations above the detection limit of 5 ppb atomic.

## INTRODUCTION

Carbon in silicon plays an important role in oxygen precipitation for the intrinsic gettering of undesirable impurities in silicon devices. Therefore, accurate measurements of carbon concentrations below 500 ppb atomic are necessary in order to control the oxygen precipitation process. Mass spectrometric, nuclear physical, and optical measurements have been carried out to investigate the potential assessment of carbon concentrations in crystalline raw and single crystalline silicon grown from the Siemens, Czochralski, and floating zone processes.

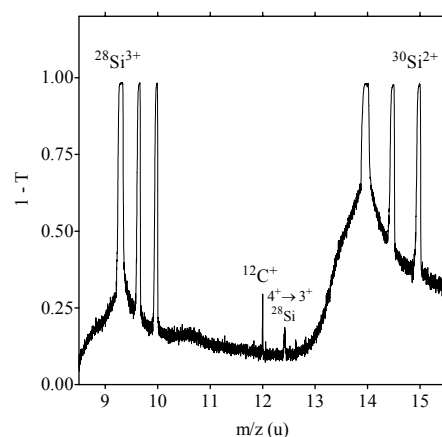
## EXPERIMENTAL

Silicon samples were analyzed by use of a modernized spark-source mass spectrometer, type 21-110 (Consolidated Electrodynamic Corporation, USA), with ion-sensitive Q plate detection, photometric data acquisition and evaluation [1]. In SSMS (spark-source mass spectrometry) pairs of samples were cut with a cross-section of approximately  $3.5 \times 3.5 \text{ mm}^2$  and a length of 16 mm. Contaminants from the sawing processes were removed by etching the samples in fresh high purity solutions of 30 ml  $\text{HNO}_3$  (65%), 10 ml  $\text{HF}$  (40%), and of 30 ml  $\text{H}_2\text{O}$ , 10 ml  $\text{HF}$  (40%), and finally by rinsing with ultrapure  $\text{H}_2\text{O}$  (USF seralpur Delta UV). To achieve optimum detection limits for carbon, ultrahigh vacuum conditions are maintained by turbomolecular pumps. In the spark source unit residual  $\text{H}_2\text{O}$  gas is frozen out by means of a liquid-nitrogen cooled shield. This results in an ultrahigh vacuum of  $3 \times 10^{-11}$  mbar in the spark source unit and  $1 \times 10^{-9}$  mbar in the mass spectrometer. The mass lines of singly or multiply charged ions of a crystalline silicon sample were measured simultaneously on the ion-sensitive Q plate at the exit of the spectrometer. Selected mass lines of the matrix silicon isotopes were used to identify the mass of the carbon isotopes and to calibrate internally the carbon concentration relative to the matrix. Therefore, SSMS measurements of carbon concentrations are evaluated with a relative sensitivity coefficient of unity by use of the singly charged ions of the major isotope,  $^{12}\text{C}$ , and selected singly and multiply charged ions of the minor silicon isotopes,  $^{29}\text{Si}$  and  $^{30}\text{Si}$ . The CPAA (charged particle activation analysis) method was used as reference method by means of the nuclear reaction  $^{12}\text{C}(\text{d},\text{n})^{13}\text{N}$  [2]. Comparative measurements were also carried out by  $^{12}\text{C}(\text{d},\text{n})^{13}\text{N}$  calibrated SSMS and FTIR (Fourier transform infrared spectroscopy) to investigate the conversion coefficient for the absorption coefficient of carbon,  $^{12}\text{C}$ , for

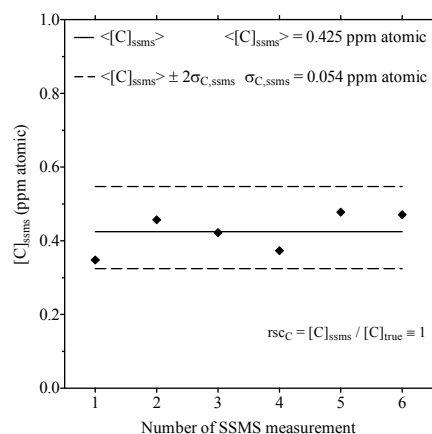
the local vibrational mode absorption band at wavenumber  $607.5 \text{ cm}^{-1}$  (77 K) with ASTM designation F 1391-93 [3].

## RESULTS AND DISCUSSION

Fig. 1 shows a mass spectrum of a single crystalline silicon sample from the floating zone process in the mass range from 9 to 15 u. To determine mean value and standard deviation of the carbon content, repeated SSMS measurements were evaluated with a relative sensitivity coefficient of unity (Fig. 2).



**Fig. 1.** Mass spectrum of carbon and silicon ions of floating zone silicon # FZ-7 for an ion exposure of  $3 \times 10^{-8} \text{ C}$ .



**Fig. 2.** Repeated measurements to calculate the mean value  $\langle [C]_{\text{ssms}} \rangle$  and the standard deviation  $\sigma_{C,\text{ssms}}$  of the carbon concentration in floating zone silicon # FZ-7.

The CPAA, which by knowledge of the differential cross section of the  $^{12}\text{C}(\text{d},\text{n})^{13}\text{N}$  nuclear reaction allows for an absolute measurement of the carbon concentration  $[C]_{\text{cpaa}}$ , is used as a reference method. The SSMS and CPAA measured carbon concentrations,  $[C]_{\text{ssms}}$  and  $[C]_{\text{cpaa}}$ , reveal a linear relationship over a broad range of values with a slope  $\text{rsc}_C = [C]_{\text{ssms}} / [C]_{\text{cpaa}}$  of  $0.77 \pm 0.04$  ( $2\sigma_{\text{rsc},C}$ ) (Fig. 3).

This relative sensitivity coefficient allows to measure quantitatively the carbon concentration in silicon by

calibrated SSMS above the detection limit of 5 ppb atomic (background limited). For example, the sample # FZ-7 (Fig. 1 and 2) has not been used as calibration sample for the SSMS method (Fig. 3). The  $^{12}\text{C}(\text{d,n})^{13}\text{N}$  calibrated SSMS leads to the carbon concentration of  $[\text{C}] = (550 \pm 70)$  ppb atomic for this sample.

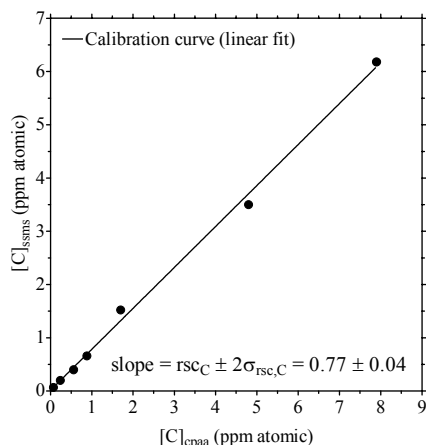


Fig. 3. Relation between SSMS-measured carbon content,  $[\text{C}]_{\text{ssms}}$ , and CPAA-measured carbon content,  $[\text{C}]_{\text{cpaa}}$ , in single crystalline silicon with the SSMS relative sensitivity coefficient defined as  $\text{slope} = rsc_{\text{C}} = [\text{C}]_{\text{ssms}} / [\text{C}]_{\text{cpaa}}$ .

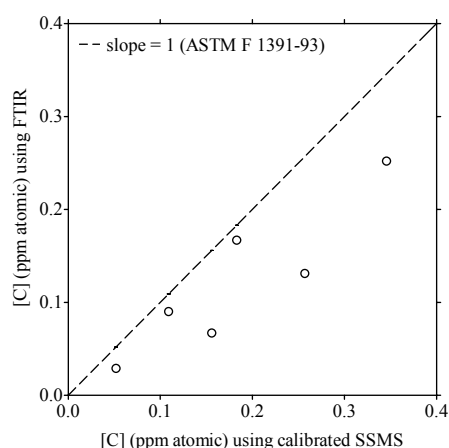


Fig. 4. Comparison of carbon concentrations in single crystalline silicon measured by the calibrated SSMS ( $rsc_{\text{C}} = 0.77$ ) method and FTIR (ASTM F 1391-93) method.

In comparison to this measurements, the FTIR difference method with ASTM designation F 1391-93 has been used as a further method to investigate the carbon concentration in silicon samples. The absorbance for substitutional carbon,  $^{12}\text{C}$ , at the wavenumber of  $607.5 \text{ cm}^{-1}$  in silicon sample # FZ-7 at temperature below 80 K corresponds to a carbon concentration of  $[\text{C}] = 430$  ppb atomic, which is significantly lower than the carbon concentration measured by the calibrated SSMS. This discrepancy or tendency to lower values is also found for other samples. Fig. 4 shows that the FTIR measurements are always lower than expected (dashed line for ASTM F 1391-93). On the other hand, FTIR measurements can be grouped together with the slope within an uncertainty ( $2\sigma_{\text{F}}$ ) of 15 percent of the conversion coefficient F as predicted by the ASTM designation F 1391-93, but with a significant zero offset.

Furthermore, as has been shown by the calibrated SSMS method, carbon concentrations below 100 ppb atomic can as

well be measured by the FTIR (Fig. 4). However, in this concentration range calibrated SSMS measurements show that the FTIR measured carbon content seems to be systematically too low by at least 10 ppb atomic. It is presumed that these differences in carbon concentration are caused by the FTIR reference sample for subtracting the two-phonon lattice band and by the fact that the FTIR method measures only the substitutional fraction of carbon concentration in the silicon lattice, whereas other residual fractions are not detected.

It should be noted that our investigations show that as-grown silicon samples from the Siemens process display significant lower carbon concentrations than annealed samples [4] when measured by the FTIR method. On the other hand, as-grown and annealed samples with carbon concentrations in the low concentration range show the same concentrations, when measured by the SSMS method, which proves, that significant amounts of carbon do not enter the samples during the annealing process.

## CONCLUSION

The calibrated SSMS method with ion-sensitive Q plate detection, photometric data acquisition and evaluation allows to determine the carbon concentrations in crystalline raw and single crystalline silicon from the Siemens, Czochralski, and floating zone processes above the detection limit of 5 ppb atomic (background limited). It has been shown by the  $^{12}\text{C}(\text{d,n})^{13}\text{N}$  calibrated SSMS method that carbon concentrations in the low concentration range could as well be measured by the Fourier transform infrared method with an uncertainty ( $2\sigma_{\text{F}}$ ) of 15 percent of the conversion coefficient F predicted by ASTM designation F 1391-93 and a zero offset larger than 10 ppb atomic.

## ACKNOWLEDGMENTS

Financial support by the BMBF (FKZ 170 41 00) is gratefully acknowledged. The authors wish to acknowledge B. Lux for sample preparation in the Institute of Crystal Growth, Berlin, and P. Beyer for sample annealing in the Institute for Solid State Physics, Friedrich-Schiller-Universitaet, Jena.

## REFERENCES

1. B. Wiedemann, A. Markwitz, M. Waldschmidt, K. Bethge, G. Wolf, W. Schuetze, *Advances in Mass Spectrometry* (Vol 11B), P. Longevialle, Editor, Heyden & Son, Proceedings of the 11th International Mass Spectrometry Conference, Bordeaux, 1716-1717 (1988).
2. R. W. Michelmann, J. Krauskopf, J. D. Meyer, K. Bethge, *Nuclear Instr. & Methods*, B51, 1 (1990).
3. 1998 Annual Book of ASTM Standards, Vol. 10.05, F 1391-93, p. 465, American Society for Testing and Materials, Philadelphia (1998).
4. L. L. Hwang, J. Bucci, J. R. McCormick, *J. Electrochem. Soc.*, 138, 2 (1991).

<sup>1</sup> Institute for Nuclear Physics, Johann Wolfgang Goethe-Universitaet, August-Euler-Str. 6, D-60486 Frankfurt am Main

<sup>2</sup> Engineering Physics, FHM - Munich University of Applied Sciences, P.O. Box 200113, D-80001 Munich

<sup>3</sup> Institute of Crystal Growth, Max-Born-Str. 2, D-12489 Berlin



## Channeling mit nichtkollimierten Ionen

J.D. Meyer, L. Schmidt, B. Wiedemann

Bereits in einem früheren Bericht [1] wurde über Channeling Experimente mit nicht kollimierten Ionen geschrieben. Diese Untersuchungen wurden zuerst in Dubna [2] und dann an der TU-München [3,4] durchgeführt. Es wurde z.B. beobachtet, dass bei einem weitgefächerten Bündel von Al Ionen (Energie 48 MeV), welches auf die Oberfläche eines (100)-Siliziumeinkristalls von  $8.7\text{ }\mu\text{m}$  einfällt nach Durchgang durch den Kristall eine eindeutige Überhöhung der Ionen gefunden wird, deren Streurichtungen in niedrig indizierte Kristallrichtungen zeigen. Diese Ergebnisse widersprechen im Wesentlichen dem Liouvilleschen Theorem, wonach bei einem konservativen System der Phasenraum konstant bleiben muss. Das bedeutet hier, wenn die Voraussetzungen des Theorems erfüllt sind: nichtkollimierte Ionen sollten den Kristall auch nichtkollimiert verlassen. Der Einfluss des nuklearen und elektronischen Energieverlustes führt jedoch im strengen Sinne zu einem nichtkonservativen System. Allerdings sollte dieser Einfluss bei dünnem Kristallen und leichten Ionen klein sein.

Wir haben daher ein Experiment mit Protonen durchgeführt, welche in Silizium einen relativ kleinen Energieverlust haben. Zunächst wurde dazu eine Au-Folie von  $7.5\text{ }\mu\text{m}$  Dicke unter einem Winkel von  $22^\circ$  bestrahlt. Die aufgefächerten, durchgehenden Protonen fallen auf einen Silizium Einkristall von  $1.7\text{ }\mu\text{m}$  Dicke, der sich vor der Eintrittsöffnung einer Lochkamera befindet (siehe Fig. 1).

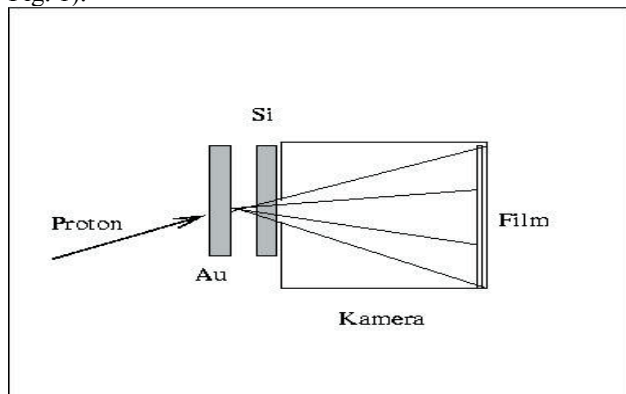


Fig1.:Der Ionenstrahl fällt unter  $22^\circ$  auf die Au Streufolie. Der Si Einkristall befindet sich in 2mm Abstand vor der Lochblende ( $\Phi=1\text{ mm}$ ). Die Kamera hat die Dimensionen  $6 \times 6 \times 6\text{ cm}^3$ .

Die Winkelverteilung der Protonen in der Kamera wird mit einer  $6 \times 6\text{ cm}^2$  ionenempfindlichen Q-Platte nachgewiesen. Die Energien der einfallenden Protonen werden von 1200 keV bis 1800 keV variiert. Nach der Goldfolie liegen die Energien im Bereich zwischen 100 keV bis 850 keV. Es wird eine Ladung von  $2\text{ }\mu\text{C}$  bei einem Strom von 5nA akkumuliert.

Das Ergebnis und der Erfolg eines Experimentes mit gegebener Energie konnten wegen des Einsatzes der

Fotoplatten erst nach Ende der Bestrahlung bewertet werden. Figur 2 zeigt eines der Fotos, in welchem eindeutig die sechsfache Struktur der Hauptrichtungen



Fig.:2 Foto einer nichtkollimierten Durchstrahlung eines (100)-Siliziumkristalls. Sichtbar ist die Sechsfachstruktur der niedrig indizierten Achsen. Das Gesichtsfeld beträgt vom Zentrum aus  $\pm 15^\circ$ .

eines (100)-Siliziumkristalles zu sehen ist. Das Auftreten dieser Strukturen wurde ab einer Einschussenergie von 1300 keV bis zu 1650 keV gefunden. Danach zeigten die Fotos keine Strukturen mehr.

Ähnliche Experimente wurden mit einer  $^{241}\text{Am}$   $\alpha$ -Quelle durchgeführt. Wegen der Empfindlichkeit des Detektionsfilms gegenüber den ebenfalls emittierten  $\gamma$ -Quanten konnten jedoch keine Ergebnisse gewonnen werden.

Zur Zeit wird ein Experiment aufgebaut, bei welchem die ionenempfindliche Q-Platte durch eine Multichannelplate von 40mm Durchmesser ersetzt wird. Mit diesem Detektor soll das  $\alpha$ -Quellen Experiments nachvollzogen werden. Die Energie der  $\alpha$ -Teilchen wird durch die Dicke der Au-Folien variiert. Dieser Aufbau hat einige Vorteile gegenüber einem Aufbau mit Fotofilm: die Ergebnisse können während des Experiments überprüft werden, die Anordnung ist nicht übermäßig empfindlich gegen  $\gamma$ -Strahleneinfluss.

### Referenzen

- [1] IKF-Jahresbericht 1998
- [2] S.A. Karamyan, Nucl. Instr. and Meth. B51 (1990) 354
- [3] H.Nolte, W. Assmann, H.Huber, S.A. Karamyan, H.D. Mieses, Nucl. Instr. and Meth. B136-138 (1998) 587
- [4] H.Huber, priv. Mitteilung

## Altersbestimmung und Materialzuordnung einiger archäologischer Artefakte

O. Dersch und F. Rauch

An einigen archäologischen Artefakten aus der Uruk-Warka-Sammlung des Instituts für Ur- und Frühgeschichte der Universität Heidelberg wurden mit physikalischen Methoden verschiedene Untersuchungen für eine genauere Charakterisierung der Objekte angestellt.

### *Ein Rollsiegel von unsicherer Echtheit.*

In den frühen Hochkulturen Mesopotamiens waren Rollsiegel die wichtigste Siegelart. Mit ihren eingeschnittenen symbolhaften Darstellungen oder Schriftzeichen bilden sie wichtige kulturelle Zeugnisse. Das Ziel der Untersuchung des vorliegenden Rollsiegels (Abb. 1) war es, durch Einsatz der von uns entwickelten Datierungsmethode für Quarzartefakte (Quarz-Hydratations-Datierung, QHD) [1,2] eine Aussage für sein ungefähres Alter zu erhalten, um damit die Frage nach seiner Echtheit beantworten zu können. Nach dem Urteil von Frau Dr. Magen, Archäologisches Institut, ist der Stil der Ritzzeichnungen auf dem Rollsiegel der aus der Akkad-Kultur bekannte. Für den Fall der Echtheit wäre demnach mit einem Alter von ca. 4200 Jahren zu rechnen, für den Fall einer Fälschung mit höchstens 200 Jahren, entsprechend dem Beginn gezielter Ausgrabungen in Mesopotamien.



Abb. 1

Bei der QHD-Methode wird die Dicke  $d$  der H-haltigen Oberflächenschicht bestimmt, die auf dem Artefakt durch Eindiffusion von Wasser aus der Umgebung entstanden ist. Dazu wird der Verlauf der H-Konzentration in der Probe (H-Tiefenprofil) gemessen. Die Dicke der Schicht hängt zusammen mit der Zeit  $t$  seit Erzeugung der Oberfläche bei der Herstellung des Artefakts, also seinem Alter. Bei der Umrechnung von  $d$  in  $t$  werden Diffusionskoeffizienten  $D$  benutzt, die den Prozeß der Diffusion von Wasser in Quarz beschreiben. Die  $D$ -Werte hängen von der Temperatur  $T$  während der Exposition des Artefakts ab, außerdem von dem

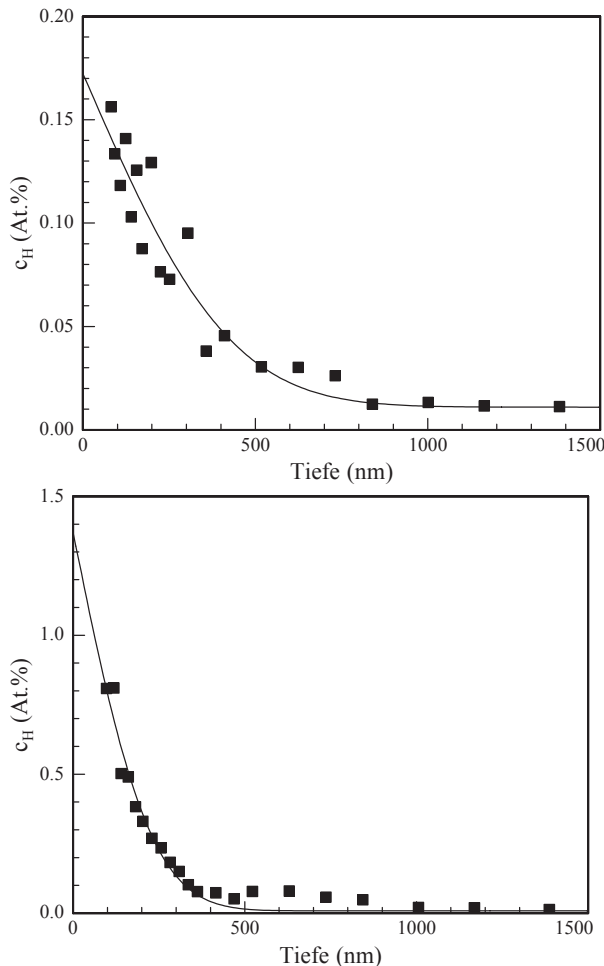
Winkel  $\alpha$ , den die analysierte Stelle mit der Kristall-Hauptachse ( $c$ -Achse) bildet, und von dem ursprünglichen H-Gehalt  $c_i$  an dieser Stelle [2]. Die  $D$ -Werte haben bei dem derzeitigen Stand der QHD-Methode einen Fehler von 35%. Zur Messung von H-Tiefenprofilen benutzen wir die die  $^{15}\text{N}$ -Methode, die auf der Kernreaktion  $^1\text{H}(^{15}\text{N}, \alpha \gamma)^{12}\text{C}$  beruht. Diese Methode sowie die zur Registrierung der  $\gamma$ -Strahlung eingesetzte hochempfindliche Meßanlage sind in früheren IKF-Jahresberichten beschrieben.

Als (mittlere) Expositionstemperatur  $T$  setzen wir  $25^\circ\text{C} \pm 5^\circ\text{C}$  an. In diesem Bereich sollte  $T$  sowohl im Falle der Echtheit des Rollsiegels, für den es bis zur Ausgrabung im Boden lag, als auch im Falle einer neueren Fälschung in Mesopotamien oder Europa liegen. (Die mittlere Jahrestemperatur in Bagdad beträgt etwa  $22^\circ\text{C}$ .) Hier ist anzumerken, daß die Diffusionsrate und damit die  $D$ -Werte mit höherer Temperatur steigen, so daß das aus einem bestimmten Wert von  $d$  hergeleitete Alter kleiner wird.

Das Rollsiegel ist etwa 35 mm lang und hat einen Durchmesser von etwa 15 mm. Eine Überprüfung mit polarisiertem Licht zeigte, daß es entgegen seinem Aussehen nicht polykristallin, sondern ursprünglich aus einem Einkristall gefertigt ist. Die mehr oder weniger großen Kristallteilstücke haben somit alle die gleiche Lage relativ zur  $c$ -Achse. Mit polarisiertem Licht wurde durch Ausnutzen der Änderung der Transmission bei Rotation des Objekts auch die Lage der  $c$ -Achse bestimmt. Sie liegt parallel zur Bohrung des Rollsiegels, mit einer Unsicherheit von etwa  $15^\circ$ .

Die Tiefenprofil-Messungen erfolgten an zwei Stellen in der Mitte des Objekts, wo ein kleines Stück herausgebrochen ist. Dort befinden sich glatte Oberflächenbereiche auf den freiliegenden Kristallteilstücken, die für die Messungen hinreichend groß waren (größer als 3 mm). An der Stelle 1 wurden die Werte  $d = 230\text{ nm}$  und  $c_i = 110\text{ At.ppm}$  gefunden, an der Stelle 2 die Werte  $d = 120\text{ nm}$  und  $c_i \leq 80\text{ At.ppm}$ . Abbildung 1 zeigt den Verlauf der H-Konzentration aus den Messungen. Die analysierten Stellen liegen in einem Winkel von etwa  $75^\circ$  relativ zur Bohrung, wieder mit einer Unsicherheit von  $15^\circ$ . Der Winkel  $\alpha$  beträgt damit  $75^\circ$ , wobei der Fehlerbereich wegen der beiden genannten Unsicherheiten von  $90^\circ$  bis  $50^\circ$  reicht. Aus der Messung 1 ergibt sich für den wahrscheinlichsten Wert des Winkels ( $75^\circ$ ) und für  $T = 25^\circ\text{C}$  ein Alter  $t = 4330$  Jahre, mit einem Fehler von 35%. Dieser Wert spricht für die Echtheit des Rollsiegels und ist im Einklang mit dem stilistischen Indiz für eine Herkunft aus der Akkad-Kultur. Es müssen allerdings die Fehlerbereiche von  $\alpha$  und  $T$  berücksichtigt werden. Für  $\alpha = 90^\circ$  verdoppelt sich  $t$ , für  $50^\circ$  ergibt sich  $t = 1440$  Jahre, in beiden Fällen demnach  $t$ -Werte, die nicht zu einer Fälschung passen. Für  $T = 20^\circ\text{C}$  erhöhen sich sogar alle  $t$ -Werte um den Faktor 1,48. Für  $T = 30^\circ\text{C}$  erniedrigen sich zwar alle  $t$ -Werte um den Faktor 1,46. Aber auch für den „ungünstigen“ Fall, daß der untere Winkelwert von  $\alpha = 50^\circ$  zuträfe, ergäbe sich mit dieser Temperatur noch ein Alter von 1000 Jahren. Unter Berücksichtigung des Fehlers der  $D$ -Werte von 35% läßt sich zusammenfassend folgern, daß das Mindestalter des

Rollsiegels 650 Jahre ist. Aus der Messung 2 ergeben sich schwächere Aussagen, da für  $c_i$  nur ein Maximalwert vorlag. Die entsprechenden Werte für  $t$  sind um den Faktor 2,4 kleiner als die obigen Werte. Für das Mindestalter folgt daraus ein Wert von 270 Jahren, der ebenfalls gegen eine Fälschung spricht.

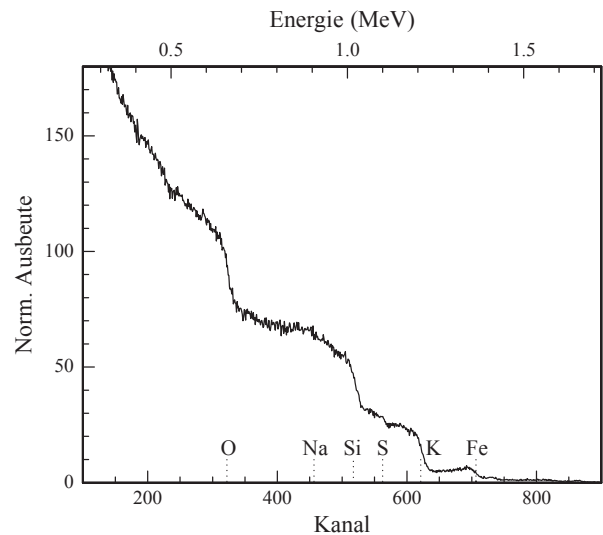


**Abb. 2:** H-Tiefenprofile an den beiden analysierten Stellen. Die Dicke  $d$  entspricht ungefähr der Tiefe, bei der  $c_H$  auf die Hälfte des Wertes an der Oberfläche (Tiefe null) abgefallen ist. Die Werte für  $d$  und für  $c_i$  wurden mit den eingezeichneten Anpassungskurven bestimmt.

#### Das Stück W 1862

Hierbei handelt es sich um ein quaderförmiges Objekt von einigen cm Länge und einigen mm Dicke mit planparallelen Oberflächen. Vom visuellen Eindruck her entstand die Vermutung, daß es nicht aus Quarz besteht. Zur Überprüfung wurde es deshalb mit Rutherford-Backscattering-Spektrometrie (RBS) analysiert und bei Dr. L. Schröpfer, Institut für Mineralogie, mit dem Polarisations-Mikroskop untersucht.

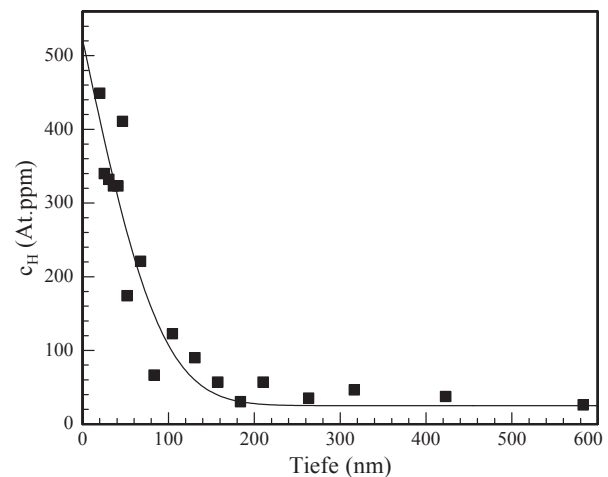
Die RBS-Analyse ergab, daß das Stück nicht die Zusammensetzung  $\text{SiO}_2$  hat, sondern neben den Elementen Si und O weitere Elemente (K, Na, Al u. a.) in Konzentrationen von mehr als 1 Atom% enthält (Abb. 3). Dies bestätigt bereits die genannte Vermutung. Die Untersuchung mit dem Polarisations-Mikroskop zeigte zusätzlich, daß das Stück nicht kristallin ist (wie es bei Quarz sein sollte), sondern amorph. Beide Befunde zusammengekommen lassen schließen, daß es sich hier um das Material Glas handelt.



**Abb.3:** An der Probe W 1862 gemessenes RBS-Spektrum

#### Die Stücke W 18725 k

Zu dieser Sammlungsnummer gehören mehrere gleichartige Stücke, in der Form dünner Blättchen. Bisher war nicht klar, ob sie aus Quarz oder aus Obsidian gefertigt sind. Unsere Untersuchungen belegen, daß sie aus Quarz bestehen. Einige der Stücke wurden mit polarisiertem Licht untersucht. Dabei zeigte sich die für Quarz charakteristische Änderung der Lichttransmission bei Rotation des Objekts. Zwei Stücke wurden mit RBS analysiert, wobei sich die Zusammensetzung  $\text{SiO}_2$  ergab, wie für Quarz zutreffend. Zudem zeigten die an den beiden Stücken gemessenen H-Tiefenprofile nur sehr niedrige H-Grundgehalte ( $c_i < 30$  At.ppm) und schwache H-Oberflächenschichten (Abb. 4). Bei Obsidian wären viel höhere H-Grundgehalte und ausgeprägte Oberflächenschichten mit hoher H-Konzentration zu erwarten.



**Abb. 4:** An einem der Stücke W 18725 k gemessenes H-Tiefenprofil.

- [1] O. Dersch, F. Rauch, IKF-Jahresberichte 1998, 1999
- [2] O. Dersch, Dissertation, Frankfurt am Main 2001





## Neues von der Hochdruck-Ionenquelle

S. Schößler<sup>1</sup>, M. Odenweller<sup>1</sup>, T. Jahnke<sup>1</sup>, A. Bräuning-Demian<sup>2</sup>, R. Dörner<sup>1</sup>, H. Schmidt-Böcking<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Institut für Kernphysik, Frankfurt am Main; <sup>2</sup> Gesellschaft für Schwerionenforschung, Darmstadt

### Ionenerzeugung mit MSE

Mit Mikrostrukturelektroden (MSE) [1] lassen sich Hochdruck-Gasentladungen erzeugen. MSE sind Mehrschichtsysteme, bei denen zwei Metallelektroden durch eine 100-250 µm dicke Keramikfolie voneinander getrennt werden. In dieses System wird per Laser eine Pore mit typischerweise 100 µm Durchmesser gebohrt. Durch Anlegen einer Gleichspannung von wenigen 100 Volt zwischen den Elektroden lässt sich nun innerhalb der Pore eine stabile Gasentladung bei Drücken von mehreren bar zünden [4].

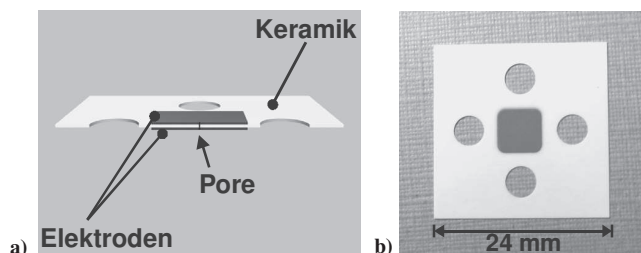


Abb. 1: Links schematischer Schnitt durch eine MSE. Rechts Foto einer MSE mit Wolfram-Elektroden.

Lässt man Gas durch die Pore strömen und anschließend ins Vakuum expandieren, so stellt sich eine Überschallströmung ein, in der die Gasteilchen gekühlt werden. Dieser thermodynamische Effekt soll genutzt werden, um auch die in der Pore entstehenden und mit dem Gasstrahl („Gasjet“) transportierten Ionen zu kühlen.

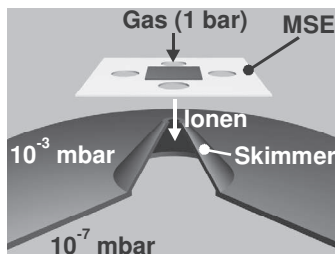


Abb. 2: Prinzipieller Aufbau der Ionenquelle mit MSE und Skimmer.

### Die Mikro-Ionenquelle

Auf dieser Grundlage wurde eine neuartige, sehr kompakte Quelle für niedrig geladene positive Ionen entwickelt [3]. Die Ionen werden direkt hinter der MSE-Pore beschleunigt und durch eine kegelförmige Blende, den so genannten Skimmer, aus dem Ionenquellenbereich (mit einem Vakuum von etwa  $10^{-3}$  mbar) ins Hochvakuum ( $<10^{-6}$  mbar) überführt (vgl. Abb. 2). Erfreulicherweise können nahezu sämtliche im Plasma erzeugten Ionen auch aus diesem extrahiert werden, so ließ sich bei Plasmaströmen von 1-2 mA ein Ionenstrom um 1 mA messen. Die Strahldichte ist damit jedoch so extrem hoch, dass nur Teil der Ionen (einige 10 µA) durch die enge Skimmeröffnung transportiert werden kann, der Rest geht mit dem jetzigen Aufbau noch am Skimmer verloren. Zudem stellte sich die Beschleunigung direkt in den ersten Millimetern hinter der MSE als nachteilig heraus. In diesem Bereich ist der Gasjet noch am dichtesten, so dass hier zahlreiche Stöße zwischen den schnellen Ionen und den langsamen

Neutralteilchen auftreten, was zu einem hohen Energieverlust der Ionen und somit zu einer sehr breiten Energieverteilung führt. Momentan wird an einer optimierten Strahlführung gearbeitet, die zum einen die Beschleunigung erst in größerer Entfernung von der Quelle vornimmt, gleichzeitig aber auch den Anteil der durch den Skimmer transportierten Ionen erhöht. Die ersten Ergebnisse sehen vielversprechend aus, auch wenn der erwartete Kühleffekt des Gasjets auf die Ionen leider noch nicht nachgewiesen werden konnte.

### Weiterentwicklung der MSE

Inzwischen wurde von den in [4] beschriebenen MSE mit Kupferelektroden vollständig auf den Betrieb mit Wolframelektroden umgestellt. Wolfram hat einen wesentlich niedrigeren Sputterkoeffizienten als Kupfer, so dass der Elektrodenabtrag durch die Plasmaeinwirkung deutlich verlangsamt ist. Die maximale Betriebszeit einer Wolfram-MSE liegt bei mehreren 10 Stunden und erlaubt somit zumindest für Forschungszwecke ein sinnvolles Arbeiten. Die nächste Generation von MSE mit dickeren Elektroden aus Wolfram, Tantal oder Molybdän ist noch für dieses Jahr geplant und sollte noch deutliche längere Betriebszeiten erlauben. Mit diesen neuen MSE wird es auch möglich sein, die bisher starre Elektrodenanordnung zu variieren und somit zu untersuchen, inwieweit diese den Kühleffekt auf die Ionen beeinflusst.

### Negative Ionen

Parallel zu den genannten Untersuchungen zur Optimierung der Ionenquelle und zum Nachweis der Ionen-Kühlung im Gasjet wurde eine zweite Quelle aufgebaut, die zur Erzeugung negativer Ionen dient. Der grundlegende Aufbau ist vergleichbar, auch hier wird mit Hilfe einer MSE ein Plasma gezündet und die erzeugten Ionen durch einen Skimmer ins Hochvakuum überführt und beschleunigt. Als Betriebsgas dient Helium, dem das gewünschte elektronegative Gas (zur Zeit: Sauerstoff) beigemischt wird. Mittels eines Magneten werden die im Plasma erzeugten freien Elektronen von den negativen Ionen separiert. Auf dem Skimmer werden typischerweise Ströme zwischen  $-3$  µA und  $-40$  µA gemessen. Hinter dem Skimmer kann an einem Gitter mit 90 % Transmission ebenfalls ein Strom gemessen werden, dieser liegt zwischen  $-0,5$  µA und  $-4$  µA. Ziel ist es nun, die Verluste zu minimieren und außerdem eine bessere Fokussierung des Strahls zu erreichen, um dann eine genauere Untersuchung des Ionenstrahls vornehmen zu können.

### Referenzen:

- [1] O. Hohn et al., Mikro-Struktur-Elektroden zur Erzeugung von Hochdruck DC-Entladungen, IKF-Jahresbericht 2000
- [2] O. Hohn et al., Betrieb einer Mikroentladung mit Gasdurchfluß: Ein Plasmajet, IKF-Jahresbericht 2000
- [3] S. Schößler, Ionenerzeugung mit Hochdruck-Mikroentladungen, Diplomarbeit 2002, IKF
- [4] S. Schößler et al., Untersuchung der Ionenausbeute aus einer MSE-unterstützten Hochdruckgasentladung, IKF-Jahresbericht 2001



## Entwicklung eines neuen COLTRIMS Spektrometers

A. Staudte<sup>1</sup>, J. Biegert<sup>2</sup>, O. Jagutzki<sup>1</sup>, M. Zimmer<sup>1</sup> und R. Dörner<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Institut für Kernphysik, Universität Frankfurt am Main

<sup>2</sup> ETH, Hönggerberg HPT G3, CH-8093 Zurich, Switzerland

Im Rahmen einer neuen Kooperation mit der Arbeitsgruppe um Jens Biegert von der ETH Zürich wurde im vergangenen Jahr eine COLTRIMS Apparatur entworfen und gebaut.

Wie schon die Apparatur am NRC (siehe JB 2002) soll auch diese der Untersuchung der Wechselwirkungen von Materie und ultrastarken Laserfeldern dienen. Die Expertise der Züricher Gruppe liegt bei der vollständigen Charakterisierung kürzester Laserpulse. Das Wissen um die genaue Phasenbeziehung zwischen fundamentaler Wellenlänge und dem den Puls einhüllenden Feld im Zusammenspiel mit der Pulsenergie eröffnet ungemein vielfältige Möglichkeiten der gezielten Steuerung von chemischen Reaktionen (quantum control). Als weiteres Ziel ist auch die Erzeugung und Verwendung von Laserpulsen im Attosekundenbereich geplant.

Die Kammer besitzt zwei Eintrittsfenster für einfallenden und reflektierten Strahl und ist für einen weiteren Diagnose- oder Pump Laserstrahl mit zwei weiteren Fenstern ausgestattet. Ein zweistufiger Jet, der, kopfüber montiert, in allen Raumrichtungen mittels Picomotoren mikrometergenau einstellbar ist und mit einer Kühlfalle vorgekühlt wird, ist so konzipiert, daß der größtmögliche Vordruck eingestellt werden kann, ohne daß die Überschallexpansion wegen des sich verschlechternden Vakuums zusammenbricht. Auf diese Weise wird ein Gasstrahl von hoher Dichte bei gleichzeitiger Bewahrung der internen Kühlung erreicht – eine Voraussetzung für die Präzisionsmessung von Prozessen verschwindend geringer Wirkungsquerschnitte.

Eine weitere Maßnahme zur Verbesserung der Auflösungsfähigkeit der Apparatur besteht in der Verwendung größerer Detektoren als bisher üblich.

Die sich in den letzten Jahren abzeichnende Bewegung zu immer größeren Detektoren, die vor allem wegen des damit erzielten höheren Auflösungsvermögens vorangetrieben wurde, macht die Entwicklung den Detektoren angepaßter Spektrometer notwendig.

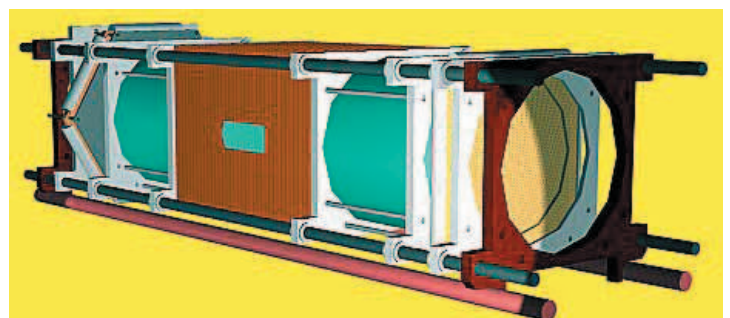
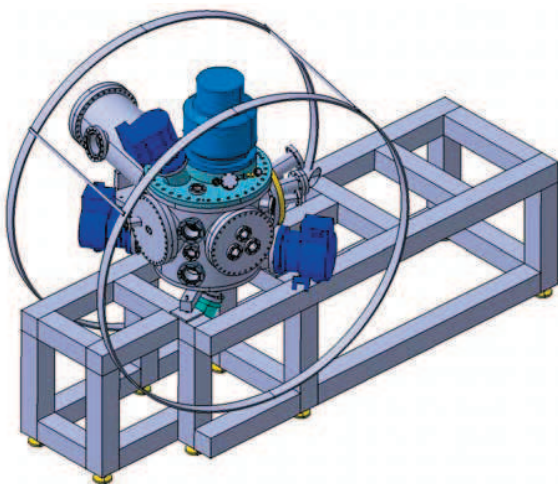
Da nicht nur für dieses sondern in einer Reihe von Experimenten die neuen Delayline-Detektoren mit einer offenen Fläche von rund 120 cm<sup>2</sup> eingesetzt werden sollen, bot es sich an, nach einem universellen, leicht anpaßbaren Design für das Spektrometer zu suchen.

Als Ausgangsbasis dienen die Erfahrungen mit dem für das Experiment in Kanada am NRC entwickelten Spektrometer.

Das Spektrometer muß natürlich die zunehmenden Anforderungen im Vakuumbereich erfüllen können. Bei einem Druck von weniger als 10<sup>-10</sup> mBar spricht man von Ultra-Hochvakuum (UHV). Um diesen Enddruck erreichen zu können, muß die Spektrometeroberfläche möglichst gering gehalten werden. Die sogenannten virtuellen Lecks sind ein weiterer limitierender Faktor und entstehen durch kleine Hohlräume mit einem schlechten Pumpquerschnitt, so daß unumgängliche Hohlräume mit Belüftungsschlitzen versehen werden müssen.

Bei dem Einsatz von großkalibrigen Spektrometern wird der Abstand von dem den Gasjet herauschälenden Skimmer zur Wechselwirkungszone in der Spektrometermitte zu einer kritischen Größe. In Experimenten mit einem vergleichsweise weit aufgefächerten Projektilestrahl wird die Wechselwirkungszone überdurchschnittlich groß und verschlechtert die Auflösungsfähigkeit. In Laserexperimenten dagegen, in denen die Wechselwirkungszone durch den auf einige zehn Mikrometer beschränkten Fokus festgelegt ist, wirkt sich die geometrische Aufweitung des Gasjets direkt auf die Targetdichte aus. Man möchte also mit dem letzten Skimmer so nah wie irgend möglich an das Spektrometer herankommen. Für den Fall rohrförmiger Kammern, wie sie in der Zukunft häufiger zum Einsatz kommen werden, möchte man allerdings verhindern, daß der Jet jedesmal komplett abgebaut werden muß, wenn am Spektrometer gearbeitet wird. Aus diesem Grund ist das Spektrometer bewußt sehr schlank gehalten und alle Bauteile unterliegen den gleichen Maximaldimensionen.

Gegenüber früheren Spektrometerversionen konnte die Zahl unterschiedlicher Bauteile auf fünf reduziert werden. Die Werkstatt unter Leitung von Herrn Zanger und später Herrn Düring hat im Berichtsjahr 4 komplette Spektrometer dieses Typs angefertigt.



## Erweiterungen und Verbesserungen am COLTRIMS-XXL-Projekt

Markus S. Schöffler, J. Titze, L. Ph. H. Schmidt, O. Jagutzki, R. Dörner, H. Schmidt-Böcking

Der COLTRIMS-XXL-Aufbau [1], [2], [3] am Kanal 7 des 2,5 MV Van-de-Graff-Beschleunigers wurde um zwei Elemente ergänzt, und diese auch erfolgreich getestet.

Impulsüberträge auf das Projektil spiegeln sich u. a. in dem Projektilstreuwinkel, also der Auslenkung des Projektils aus der eigentlichen Flugrichtung wieder. Da die übertragenen Impulse im Vergleich zur Energie des Projektils verschwindend gering sind, ist auch die Auslenkung im allgemeinen unter 1 mrad. Um trotzdem noch eine ausreichende Auflösung zu erhalten, muss der Projektilstrahl sehr gut auskollimiert werden. Abbildung 1 (oben) gibt diesen Sachverhalt wieder. Die Auflösung hängt u. a. von der Öffnung der Blenden ab. Eine weitere Verkleinerung verbessert zwar die Auflösung, führt auf der anderen Seite zu einem erheblichen Verlust an Strahlintensität.

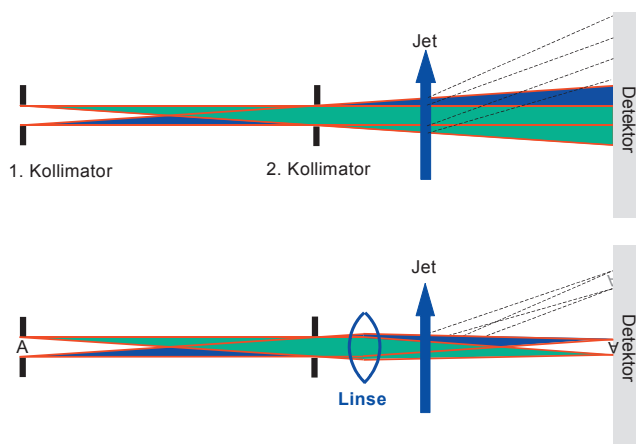


Abbildung 1: Schematische Darstellung der Strahlführung am COLTRIMS-XXL-Aufbau mit und ohne Projektilstrahl linse.

Wird anstatt der zweiten Blende eine Linse (Quadrupoldublett) eingefügt, wird die Eintrittsblende auf den Projektildetektor abgebildet. Die Auflösung wird bei gleicher Blendenöffnung etwa um einen Faktor 2,5 verbessert.

Die zweite wichtige Verbesserung wurde durch einen neuartigen Rückstoßionen-Steerer erreicht. Die in der Reaktion entstehenden Rückstoßionen werden mittels eines elektrischen Feldes auf einen zweidimensional orts- und zeitauflösenden Detektor projiziert.

Aufgrund des Erdmagnetfeldes und eines nicht zur Vakuumröhre ideal parallelen elektrischen Feldes landeten die meisten Ereignisse ganz am Rand des Detektors.

Um eine Verschiebung der Rückstoßionen in zwei Raumrichtungen (rechts/links bzw. oben/unten) zu erreichen, wären zwei – um jeweils 90° gegeneinander verdrehte – elektrostatische Deflektorplatten erforderlich. Hier träten dann nicht nur in Flugrichtung, sondern auch senkrecht dazu

(parallel zum Feld) Feldverzerrungen bzw. stark inhomogene Felder auf, und das gleich zwei mal, für jedes Paar einzeln. Zur Minderung dieses Problems wurde ein neues Konzept erdacht, gebaut und erfolgreich getestet.

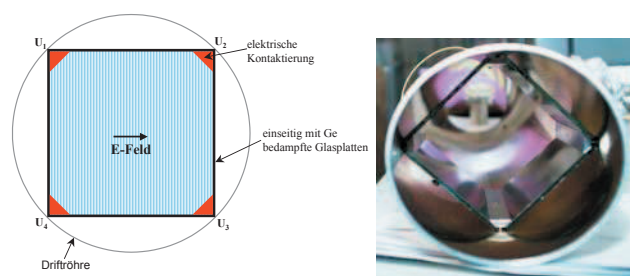


Abbildung 2: Schematische Darstellung (links) sowie eine Fotografie (rechts) des neuen Rückstoßionen-Steersers.

Es wurden Glasplatten mit Germanium möglichst homogen bedampft (etwa 500 nm = 5000 Å), sodass sich ein gleichmäßiger Widerstandsgradient über die Platte ausbildet. Für  $U_1=U_4$  und  $U_2=U_3$  (siehe Abb. 2) sind jeweils die rechte und linke Platte auf gleichem Potenzial und über die waagerechten Platten ist ein gleichmäßiger Spannungsabfall zu verzeichnen, der ein nahezu perfektes Feld definiert. Legt man nach dem Superpositionsprinzip die vier Eckpunkte auf verschiedene Potenziale, so kann das Feld in jede der beiden Raumrichtung orientiert werden.

Da die angelegten Spannungen sehr niedrig sind und nur wenige Prozent der vorherige Beschleunigungsenergie entsprechen, sowie die Platten lang im Vergleich zum Abstand sind, ist auch der Feldeingriff so gering, dass keine negativen Feldverzerrungen und somit Auflösungsprobleme entdeckt werden konnten.

Wir danken der Deutschen Forschungsgesellschaft, dem Bundesministerium für Bildung und Forschung sowie der Firma Roentdek für die Förderung dieses Projektes. Ein besonderer Dank gilt an dieser Stelle auch Herrn Dr. Waldschmidt, der sich sehr viel Mühe bei der homogenen Bedampfung der Glasplatten gegeben hat.

### Referenzen:

- [1] M. Schöffler et al, IKF-Jahresbericht 2001
- [2] M. Schöffler et al, IKF-Jahresbericht 2002
- [3] Markus Schöffler. *Entwicklung und Aufbau eines Abbildungssystems zur Messung von Elektronen jenseits niedriger Energien*. Diplomarbeit, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt/Main, 2002

## Ein Tandembeschleuniger zur Untersuchung von Potentialsputtern und Plasmapotential der EZR-Quelle

J.D. Meyer, K. Stiebing, S. Biri<sup>1</sup>, F. Ditroi<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ATOMKI, Institut of Nuclear Research of the Hungarian Academy of Science, P.O. Box 51, Debrecen, Ungarn

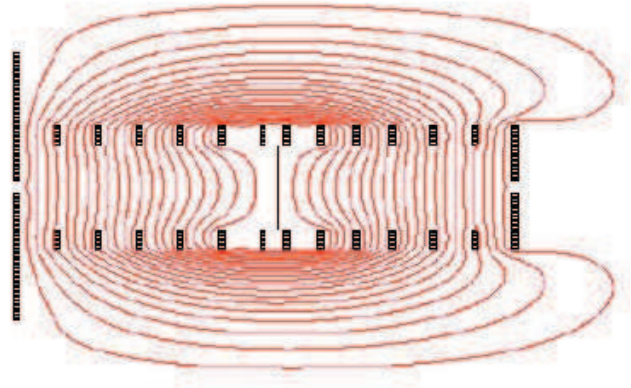
Die Untersuchungen zum Sputtern mit nieder-energetischen, hochgeladenen Ionen, dem sogenannten *Potentialsputtern*, wurden im Berichtszeitraum an den EZR Anlagen beider Institute weitergeführt. Wie bereits beschrieben [1], ist eine eindeutige Charakterisierung der gemessenen Effekte schwierig, da die Energie der Ionen vor dem Auftreffen auf das Sputtertarget auf weniger als hundert eV reduziert werden muss. Dies stellt an den Betrieb der EZR Anlage wie auch der Abbremsvorrichtung für die Ionen hohe Anforderungen.

Es wurde eine spezielle Beschleunigerstruktur gebaut, die es erlaubt, die eintretenden Ionen auf Energien <100 eV abzubremesen und dabei ein homogenes Profil des Ionenstrahls über eine Targetfläche von mehr als 5mm Durchmesser zu garantieren. Zum Aufbau dieser Abbremsanordnung und zur Literatur des Potential-I-sputterns siehe Jahresbericht2002 [1].

Die Abbremsvorrichtung wurde nach einer relativ geringfügigen elektrischen Modifikation auch zum Ausmessen des Plasmapotentials der EZR Quelle genutzt. Hierzu musste die Targetfläche auf das Terminalpotential der EZR Quelle gelegt werden. Bei verschwindendem Plasmapotential würden bei dieser Anordnung die Ionen bei Erreichen der Targetfläche gestoppt. Da das Plasmapotential aber positiv ist und einige V beträgt, kann erst durch ein zusätzlich angelegtes variables Rampenpotential (-100 V bis +100 V), die kinetische Energie der auftreffenden Ionen auf Null reduziert werden. Aus dem gemessenen Ionenstrom als Funktion der Rampenspannung kann das Plasmapotential ermittelt werden.

Die im Jahresbericht2002 beschriebene einseitig geschlossene Abbremsvorrichtung hat zwei entscheidende Nachteile: Sie muss aus dem Strahlrohr entfernt werden wenn nachfolgende Experimente durch die EZR bedient werden sollen und sie ist keine gute Faradaytasche, da Elektronen durch das positive Potential der Anordnung angesaugt werden.

Im Berichtszeitraum wurde daher eine tandemähnliche Abbremsvorrichtung entwickelt, die die erwähnten Nachteile nicht hat. Hier wird die Mittelelektrode zum Steuern des Ionenstroms benutzt, d.h. Terminalspannung und Rampenpotential liegen an der Mittelelektrode.



**Abbildung 1:** Tandemabbremsvorrichtung. Die Blenden links und rechts liegen auf Erdpotential, die Mittelelektrode kann hochgelegt werden. Zur genauen Definition des Potentials ist die Mittelelektrode als Gitter ausgebildet. Für Experimente zum Potentialsputtern kann in der Mitte ein Target eingeschoben werden.

Je nach anliegender Spannung können die Ionen diese daher entweder erreichen und werden im zweiten Teil des Tandems wieder auf ihre ursprüngliche Energie gebracht, oder die Ionen kehren schon vor Erreichen der Mittelelektrode um. In einer konventionellen Faradaytasche werden die durchfliegenden Ionen nachgewiesen. Wird die Mittelelektrode auf Erdpotential gelegt und die beiden strahlbegrenzenden Blenden entfernt, können nachfolgende Experimente ohne Ausbau des Tandems im Durchschuss bedient werden. Zu Messungen des Potentialsputterns kann an die Stelle der Mittelelektroden ein Target eingeschoben werden, das aus dem Tandembeschleuniger wieder eine einseitige Abbremsanordnung macht.

### Referenzen:

[1] J.D. Meyer et al., IKF-Jahresbericht (IKF-63) und die darin erwähnten Referenzen

Diese Untersuchungen wurden durch das BMFT Projekt Wissenschaftlich Technische Zusammenarbeit (WTZ), HUN 00/28 gefördert.



## Arbeiten an der 14GHz-EZR-(ve)RFQ Anlage des Instituts

K. E. Stiebing, L. Schmidt, J. D. Meyer, H. Schmidt-Böcking,  
K. Schneider, R. Baumgarten, W. Dilfer, P. Ziel, E. Köhler,

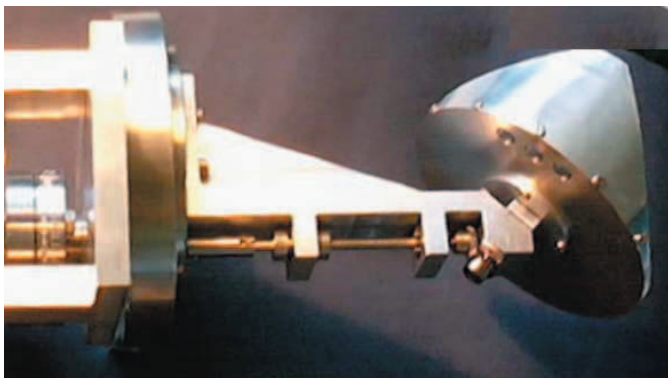
An der 14GHz-EZR – (ve)RFQ Anlage zur Erzeugung hochgeladener Ionen wurden im Berichtszeitraum folgende Untersuchungen durchgeführt:

- Der Einfluss der Beschichtung der Plasmakammerwand mit einem Sekundärelektronenemitter (MD-Schicht). In Zusammenarbeit mit Wissenschaftlern des NIPNE-HH, Bukarest Rumänien statt [1].
- Oberflächenmodifikation von Festkörperoberflächen mit hochgeladenen Ionen. In Zusammenarbeit mit Wissenschaftlern des Instituts ATOMKI, Debrecen, Ungarn [2].
- Der Niederenergiestrahle der Anlage wurde zu Experimenten zur Dynamik atomarer/molekularer Systeme eingesetzt. [3]

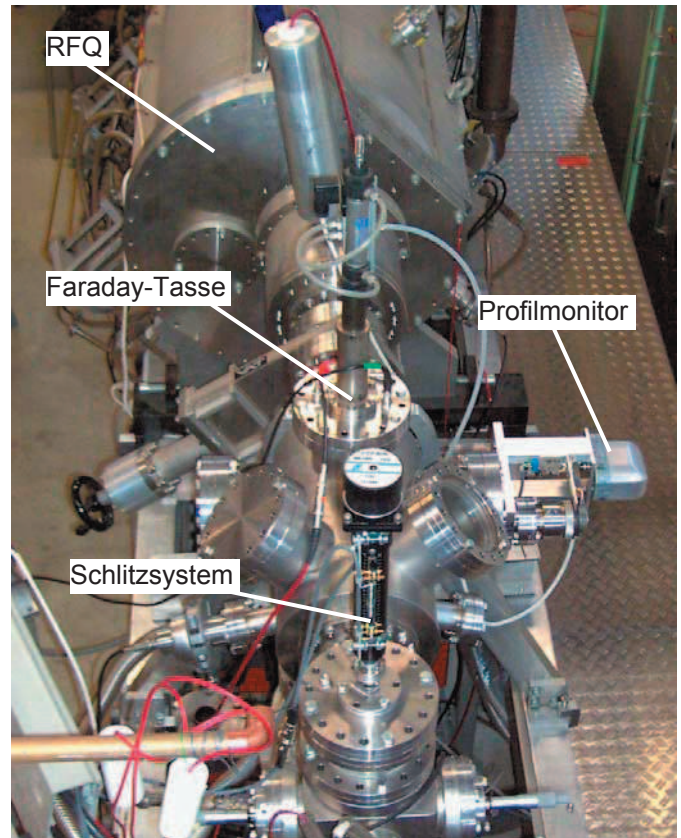
### Apparative Entwicklungen:

Nach wie vor stellt die Emittanz des Ionenstrahls aus einer EZR-Ionenquelle ein Problem dar. Gerade in der letzten Zeit wird diesem Problem größere Bedeutung zugemessen und an vielen Orten werden Analysen der Emittanz des Ionenstrahls durchgeführt oder vorbereitet.

Schwerpunkt der apparativen Entwicklungen an der Anlage war daher die Ergänzung der Strahldiagnose durch Emittanz-/Strahlprofilmonitore [4,5]. Neben dem im 0°-Kanal (nicht analysierter Strahl) bereits installierten System, wurde ein neues System für den Einsatz im 90°-Kanal der Anlage konstruiert und in Betrieb genommen. Bei diesem System wurde der rotierende Schatten unter einem Neigungswinkel von 45° eingebaut (siehe Abb. 2). Damit sind die Koordinatensysteme des Beschleunigers und des Profilmonitors deckungsgleich. Bei dem 0°-System sind die beiden Systeme aus Gründen der einfacheren Kraftübertragung über die Vakuumdurchführung noch um 45° gegeneinander gedreht, was beim online Betrieb im Gesamtsystem unkomfortabel ist.



**Abbildung 1:** Der Rotor des 90°-Profilmonitors. Links im Bild der CF-100 Normflansch mit der Vakuumdrehdurchführung. Rechts im Bild der rotierende Schatten.



**Abbildung 3:** Das 90°-Profil-/Emittanzmesssystem im analysierten Strahlzweig der Anlage.

Die Online Datenaufnahme und -analyse für die Profilmonitore wurde grundlegend überarbeitet [6]. Das System ist nunmehr in der Lage, mit Rotationsgeschwindigkeiten von einigen Hz zu arbeiten. Dies ist ausreichend, um das angezeigte Strahlprofil zur Echtzeiteinstellung der Strahlform- und -lage zu benutzen. Diese, ursprüngliche Motivation zum Bau dieses Monitors steht damit erstmals in befriedigender Qualität zur Verfügung.

### Referenzen:

- [1] L. Schachter et al., dieser Bericht
- [2] J. Meyer et al., dieser Bericht
- [3] C. Wimmer et al., dieser Bericht
- [4] M. Kaiser, „Entwicklung eines Strahlprofilmonitors für die Frankfurter EZR-Anlage“ Diplomarbeit, Fachhochschule Gießen-Friedberg (2001)
- [5] K.E. Stiebing et al. IKF-Jahresbericht (IKF-63) (2002), S. 63
- [6] K.E. Stiebing et al. dieser Bericht

**Die EZR-RFQ Anlage** ist ein HBFG Projekt des Hessischen Ministeriums für Wissenschaft und Kultur (HMWK) und der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) (Projekt No: III P 2-3772-116-246)

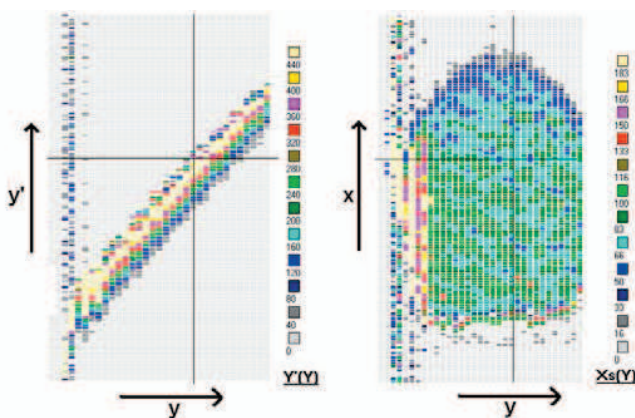
## Datenaufnahme- u. -analyse der Emittanz-/Profilmonitore an der 14GHz EZR -(ve)RFQ Anlage des Instituts

K. E. Stiebing, J. D. Meyer, L. Schmidt, H. Schmidt-Böcking  
O. Strelakowski, V. Alexandrov, A. Kayukov, M. Koryevkina, G. Shirkov  
(Joint Institute of Nuclear Research, PPL JINR, Dubna, Russland)

Die Software für die Strahlprofil-/Emittanzmonitore an der EZR-(ve)RFQ Anlage des Instituts [1] wird im Rahmen einer WTZ Kollaboration mit dem JINR, Dubna entwickelt. In ersten Studien konnten wir zeigen, dass das Prinzip der Bestimmung des Strahlprofils aus der Ableitung der in der Faradaytasche gemessenen Intensitätsverteilung der Ionen eine elegante und kostengünstige Lösung zur Untersuchung der Strahlparameter an der Quelle darstellt [2]. Zur Messung dieser Intensitätsverteilung wird dabei ein Schatten vor die Faradaytasche gefahren.

Schwerpunkt war zunächst die Bestimmung der partiellen Emittanzen aus den gemessenen  $x/x'$  und  $y/y'$  Profilverteilungen. Für diese Funktionalität reduziert sich die Aufgabe des Datenaufnahmesystems darauf, die, als Funktion der Schlitzposition gemessenen Strahlprofile in geeigneter Weise abzuspeichern. Die weitere Datenreduktion findet in einem separaten Offline-Programm statt, das die gemessenen  $x/x'$  und  $y/y'$  Profilverteilungen und die zugehörigen Randemittanzen ermittelt und darstellt, und die Daten zur weiteren Analyse mit dem Code EAS [3] formatiert. In Fig.1 ist ein Beispiel für eine Emittanzmessung nach der Offline-Analyse dargestellt. Hierbei handelte es sich um die Bestimmung der  $y/y'$ -Emittanz eines Ar-Ionenstrahls im  $0^\circ$  Strahlrohr der Anlage (linkes Teilbild). Die Lage der Verteilung ist typisch für einen divergenten Strahl. Die Emittanz kann aus der Fläche der Verteilung nach Eichung bestimmt werden. Sie beträgt für das Beispiel  $140 \pi \text{ mm mrad}$ .

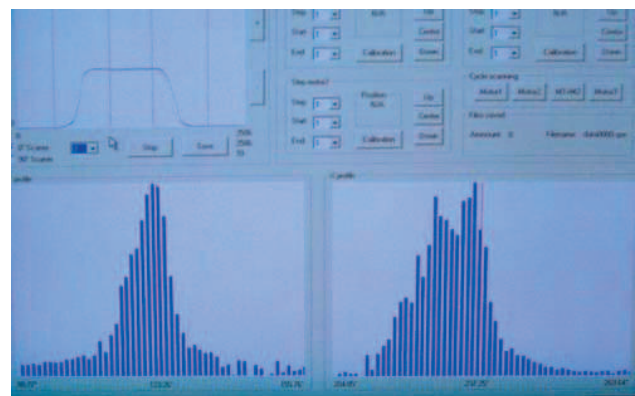
Da der Scanner immer beide Profile (x und y) liefert, erhält man auch eine Darstellung der räumlichen Verteilung des Ionenstrahls in der Faradaytasche als Funktion der Schlitzposition  $x(y)$ . Dieses Profil ist im rechten Teilbild dargestellt. Man erkennt die verhältnismäßig breite Ausdehnung des Strahls (x,y Auflösung ca. 0,5 mm) des in diesem Beispiel nur schwach fokussierten Strahls.



**Abbildung 1:** Darstellung der  $y/y'$  Emittanz (linkes Teilbild) und der Ortsverteilung  $x(y)$  eines 80keV Ar-Ionenstrahls im  $0^\circ$ -Strahl der Anlage.

Da das Strahlprofil durch Differenzieren der gemessenen Stammfunktion (Intensitätsverteilung bei Abschattung) ermittelt wird, stellt die Aufbereitung des gemessenen Signals in Echtzeit eine wesentlich drastischere Anforderung an das System als, es für die Emittanzmessung notwendig war. Um hier mit ausreichender Rechnerkapazität arbeiten zu können, wurde das bisher unter MS-DOS in C programmierte System auf die Windows Plattform in Visual C++ unter WindowsXP portiert. Das System ist nunmehr in der Lage, mit Rotationsgeschwindigkeiten von einigen Hz zu arbeiten. Dies reicht aus, um das angezeigte Strahlprofil zu Echtzeiteinstellungen der Strahlform- und Lage zu benutzen.

In Abb.2 ist eine Aufnahme der Online-Anzeige des neuen Systems wiedergegeben. Es handelt sich um das Profil eines Argon Ionenstrahls von 80keV, gemessen in der  $0^\circ$ -Faradaytasche. Im oberen Teil des Bildes ist die gemessene Stammfunktion dargestellt. Die beiden Verteilungen unten links und rechts sind die Profile in y- bzw. in x-Richtung, die durch Differenzierung der beiden, durch die Marker im oberen Ausschnitt angegebenen Bereiche um den Anstieg (y-Profil) und den Abfall (x-Profil) der Stammfunktion ermittelt wurden. Die Rotationsfrequenz betrug 2 Hz. Der Abstand der Marker kennzeichnet die aktive Größe der Faradaytasche (70x70 mm). Die in den Profilen gezeigte Auflösung ist aus Gründen der Online-Darstellung um einen Faktor von ca. 10 gegenüber der, durch die Digitalisierungsrate des Systems begrenzten maximalen Auflösung reduziert.



**Abbildung 2:** Online-Anzeige des Profilschanners.

### Referenzen:

- [1] K.E. Stiebing et al., dieser Bericht
- [2] K.E. Stiebing et al. Rev. Sci. Instr. 75, Mai (2004)
- [3] Emittance Analysis System (EAS) Accelerator Physics Group Codes Spallation Neutron Source (SNS)  
< [www.sns.gov/APGroup/Codes/Codes.htm](http://www.sns.gov/APGroup/Codes/Codes.htm) >

Diese Arbeit wurden durch das BMFT Projekt Wissenschaftlich Technische Zusammenarbeit (WTZ), RUS 01/689 gefördert.



## Teststand für die Ausleseelektronik der ALICE TPC<sup>{B,G}</sup>

W. Amend, N. Bialas, E. Köhler, W. Meuter, R. Renfordt, G. Rüschmann, Th. Schwab, R. Stock, M. Urban, E. Zanger und die ALICE Kollaboration

Im Rahmen der Entwicklung des Testsystems für die Ausleseelektronik der TPC des ALICE Experiments am CERN [1] wurde ein Prototyp in Betrieb genommen. Der gegenwärtige Aufbau des Testsystems ist in Abb. 1 dargestellt.

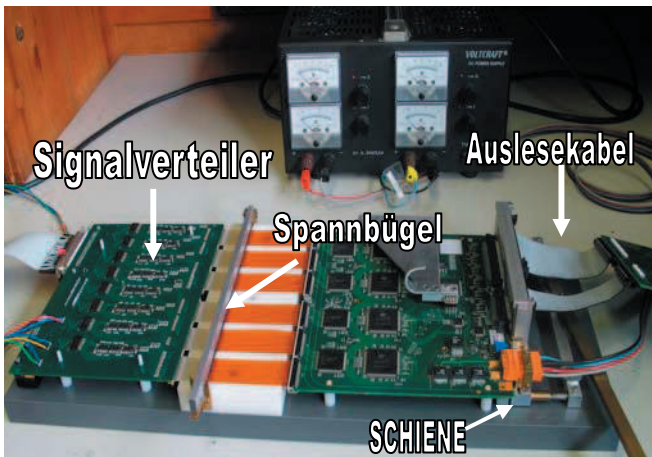


Abb. 1: Aufbau des Teststands für die Ausleseelektronik der Alice TPC. Die zu testende Karte enthält je 8 Vorverstärker/Pulsformer und 8 Analog-zu-Digital Wandler ASICs a 16 Kanäle. Die Einspeisung der Analogsignale erfolgt über 6 Flachbandkabel.

Das Testsystem besteht aus einer Kontrolleinheit (nicht im Bild) zur Kommunikation zwischen der digitalen I/O-Karte im PC und zur Erzeugung eines analogen Referenzsignals. Dieses wird dann in einer Signalverteiler- und Treiberkarte vervielfacht und über 6 Flachbandkabel mit den 128 Eingängen der zu testenden Auslekarte verbunden. Die Kontaktierung erfolgt dabei durch Aufeinanderpressen der jeweiligen Ausgangs- und Eingangskabel mittels eines Spannbügels. Auf diese Weise werden umständliche Verkabelungsprozeduren vermieden. Die Eingangskabel werden vorher in einem speziell dazu entwickelten Einfädel- und Verriegelungswerkzeug auf die Auslekarten aufgesteckt (Abb.2). Die Kabel verbleiben nach dem Test an den Auslekarten und können so direkt am Experiment eingebaut werden.

Um auch die Handhabung der Auslekabel zu vereinfachen, wurden diese auf eine bewegliche Schiene zusammen mit dem Stromversorgungskabel montiert. Nach dem Einlegen der zu testenden Karte in den Tester werden diese drei Kabel durch Umlegen eines Hebels aufgesteckt (rechts in Abb. 1). Zum Test des Analogteils kann der Signalgenerator Pulse mit einstellbarem zeitlichem Verlauf und beliebiger Amplitude auf ausgewählte Eingänge der Auslekarte einkoppeln. In Abb. 3 ist ein Beispiel dafür gezeigt. Damit können Rauschen, Empfindlichkeit und Pulsformungszeit für jeden Kanal ermittelt werden.

Neben dem Analogteil wird auch der Digitalteil der Karte einem gründlichen Test unterworfen. Sämtliche Speicherplätze, sowie Kontroll- und Statusregister werden auf ihre Funktionsfähigkeit überprüft.

Zur Identifikation der Karten wird ein Strichcode benutzt, der im Rahmen des Tests auf einem dafür vorgesehenen Feld manuell angebracht wird. Um eine automatische Erfassung zu

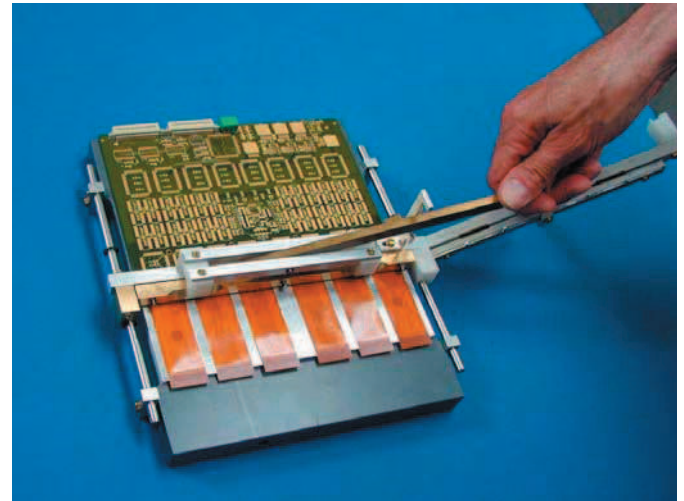


Abb. 2: Einfädel- und Verriegelungswerkzeug: im ersten Schritt werden die Verriegelungen der 6 Stecker geöffnet, dann werden die Flachbandkabel in Führungsnuten eingelegt und in die Stecker eingeschoben während die Verriegelungsbügel offen gehalten werden. Danach werden alle 6 Verriegelungen durch Herunterdrücken eines Hebels geschlossen.

ermöglichen wird noch ein Strichcodeleser am Teststand angebracht und in das System integriert werden. Die Identifikationsnummer wird am Ende des Tests in einen Flash Speicher auf der Auslekarte geschrieben, um eine Identifikation der Karten im Experiment auch im eingebauten Zustand zu ermöglichen. Die Testergebnisse sollen online in eine ORACLE Datenbank eingetragen werden. Gegenwärtig wird an der Software zur Steuerung des Testprogramms und an Optimierungen für den Massentest gearbeitet. Die gesamte Produktion von ca. 5000 Karten soll im Laufe des Jahres 2004 getestet werden.

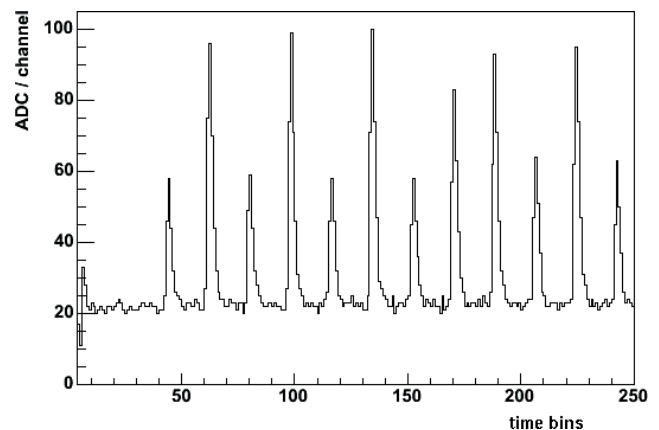


Abb. 3: Beispiel einer vom Signalgenerator erzeugten Pulsfolge nach der Digitalisierung durch die zu testende Auslekarte.

### Referenzen:

- [1] W. Amend et al., Jahresbericht IKF-63 (2002), S. 59

## ALICE TPC: Precision Drift Velocity Measurements <sup>{B,G}</sup>

J. Wiechula <sup>2</sup>, G. Augustinski <sup>1</sup>, P. Braun-Munzinger <sup>1</sup>, H.W. Daus <sup>1</sup>, U. Frankenfeld <sup>1</sup>, C. Garabatos <sup>1</sup>, J. Hehner <sup>1</sup>, R. Renfordt <sup>2</sup>, H.R. Schmidt <sup>1</sup>, H. Stelzer <sup>1</sup>, R. Stock <sup>2</sup>, D. Vranic <sup>1</sup>

<sup>1</sup>GSI, <sup>2</sup>University of Frankfurt

The drift velocity of electrons in the ALICE TPC is for the selected gas mixture (NeCO<sub>2</sub>, 90/10) and at the nominal drift field (400 V/cm) very sensitive to the gas composition. Therefore the relative change of the drift velocity due to CO<sub>2</sub> changes was investigated to get an idea about the necessary stability of the gas mixture. For the ALICE experiment a stability of 0.1% for the drift velocity is compulsory. Due to the use of a recirculation gas system the effect of a buildup of N<sub>2</sub> is also of interest and was investigated.

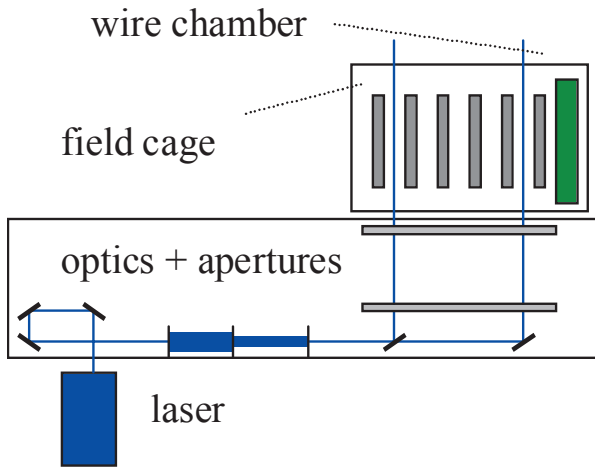


Fig.1: Setup with laser and Test TPC to measure the electron drift velocity.

We have set up a test bench, which allows to determine the dependence of the electron drift velocity on various parameters with a precision better than 0.1%. The setup is depicted in Fig.1: A 266 nm beam of a NdYAG-laser is, after being adjusted in height by a set of mirrors, widened by a telescope to a size of about 10 mm. Thereafter the beam is split and sent through a set of precision apertures of typically 0.3-1.0 mm diameter, which define the position of the two beams inside the drift volume with an accuracy of about 10  $\mu$ m. The arrival time of the electrons from the two beams is measured in the wire chamber and from the difference the drift velocity is inferred. Three temperature probes (PT1000) are installed inside the gas volume and allow to record the temperature of the gas with a precision of  $\Delta T = 0.03$  K. In addition, the pressure, the O<sub>2</sub>- and H<sub>2</sub>O-content as well as the CO<sub>2</sub> admixture are monitored

Fig.2 depicts a measurement of the drift velocity change relative to CO<sub>2</sub> changes  $\Delta v_{e^-;CO_2} \equiv \frac{v - v_{ref}}{v_{ref}} / \Delta CO_2$ . For the reference velocity  $v_{ref}$  the measured drift velocity at 10%

CO<sub>2</sub> was chosen.  $\Delta v_{e^-;CO_2}$  is plotted as a function of the electric field in comparison to a GARFIELD [1] calculation. The data is corrected for temperature (300 K) and pressure (1 bar). At the ALICE TPC nominal drift field of 400 V/cm

a relative change in the CO<sub>2</sub> content of 0.1% reduces the drift velocity by about 0.77% and agrees well with the calculation. Aiming for a drift velocity stability of 0.1% the stability of the gas mixture has to be better than 0.013%

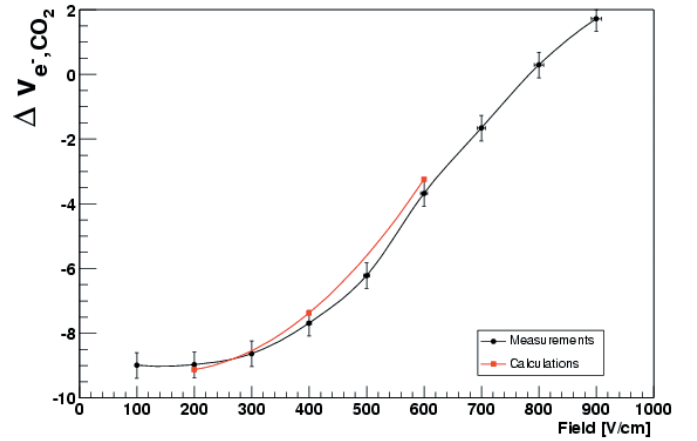


Fig. 2: Drift velocity change relative to a CO<sub>2</sub> change around 10% CO<sub>2</sub> as a function of the electric field. The triangles show a GARFIELD calculation.

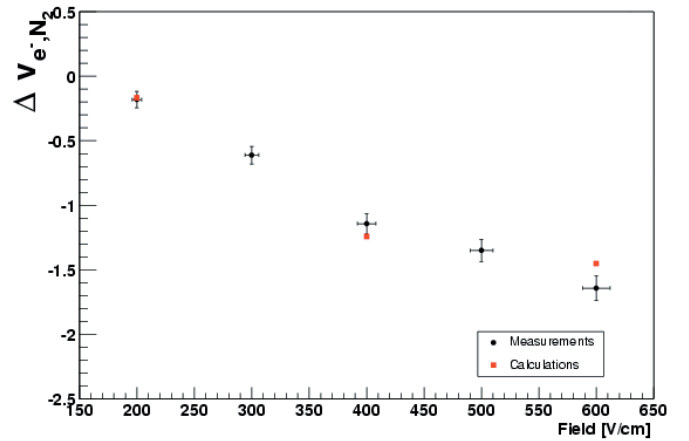


Fig. 3: Drift velocity change due to N<sub>2</sub> admixture to the nominal gas as a function of the electric field. The triangles show a GARFIELD calculation.

Fig. 3 shows the effect of adding N<sub>2</sub> to the nominal gas mixture. The data is corrected for temperature and pressure as before. Adding 1% of N<sub>2</sub> results at the ALICE TPC nominal drift field in a reduction of the drift velocity by about 1.1%. To achieve the above-mentioned drift velocity stability, the N<sub>2</sub> content has to be kept below 0.091%.

## References

- [1] R. Veenhof, <http://garfield.web.cern.ch/garfield/>

## Entwicklung einer auf dem Profibus basierenden Steuerung für die Gating-Grid-Pulser der ALICE-TPC {B}

W. Amend, N. Bialas, E. Köhler, W. Meuter, R. Renfordt,  
G. Rüschemann, E. Schüssler, M. Urban, P. Ziel

Für die Spannungsversorgung der Gating Grid Pulser der ALICE-TPC werden je TPC-Ende 3 Netzgeräte benutzt. Um die Netzgeräte über einen PC fernzusteuern wurde folgendes Konzept erarbeitet:

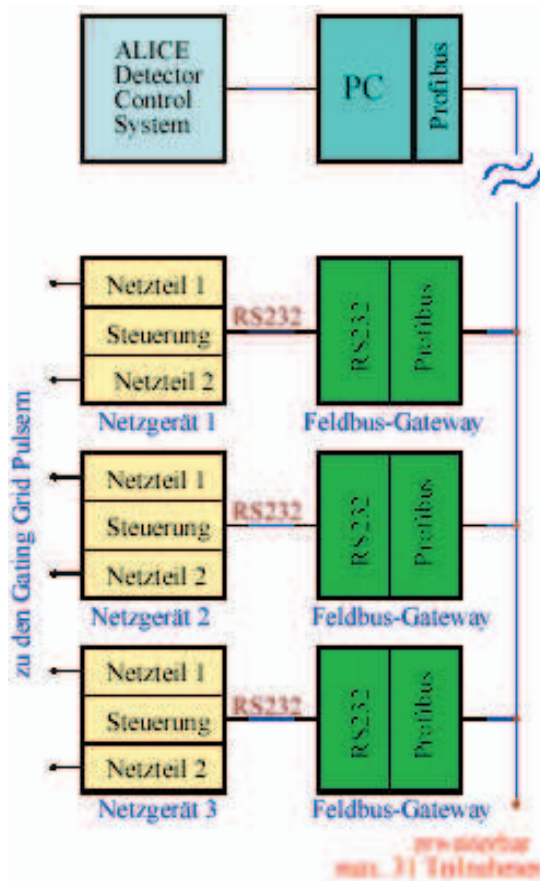


Abbildung 1: Konzept für die Ansteuerung der Netzgeräte

Jedes Netzgerät besitzt eine RS232 Schnittstelle, für die Ansteuerung der Netzteile 1+2.

Die Anbindung an den Profibus erfolgt über das Feldbus-Gateway.

Das Feldbus-Gateway wird mit dem Unigate-IC der Firma Deutschmann Automation GmbH realisiert (siehe Abb. 2). Der PC wird über eine PCI-Karte der Firma applicom mit dem Profibus verbunden.

Der Benutzer soll über ein LabVIEW-Programm die Netzgeräte lokal bedienen können. Im Experiment erfolgt die Ansteuerung zentral über das ALICE Detector Control System über die Ethernet Verbindung des PC.

Die Hardware des Unigate-IC besteht aus wenigen Standardbauteilen. Die folgende Grafik zeigt den funktionellen Aufbau des IC.

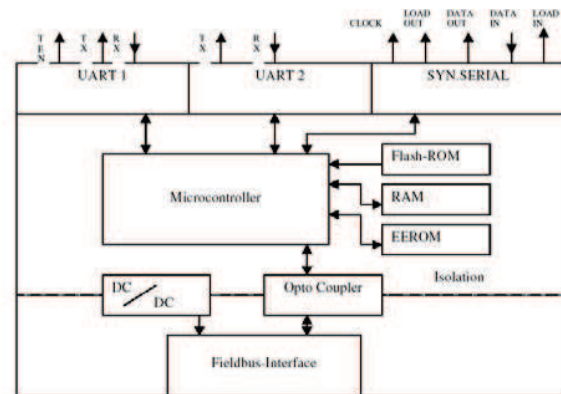


Abbildung 2: Blockdiagramm des Unigate IC

Im ersten Schritt der Realisierung wurde für das Feldbus-Gateway ein kommerzielles Developerkit verwandt (siehe Abbildung 3). Später soll das Developerkit durch eine bedarfsgerechte Eigenentwicklung ersetzt werden.

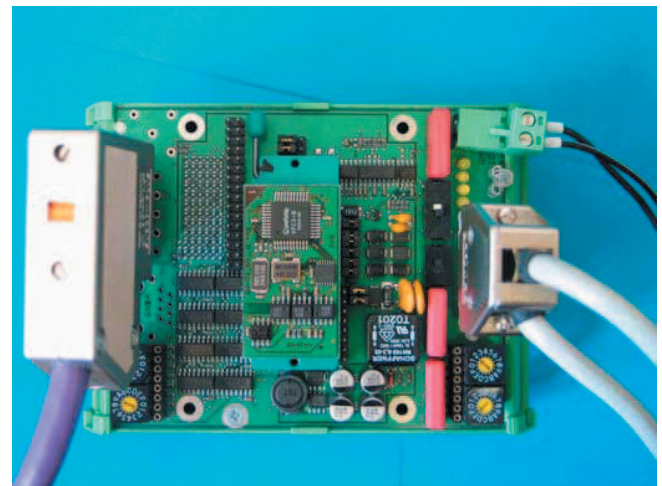


Abbildung 3: Developerkit

### Literatur

[1]ALICE Collaboration, Technical Design Report, CERN/LHCC/00-001

## Ausbau und Erneuerung der Versuche des Fortgeschrittenen Praktikums

Alt, Baumann, Gazdzicki, Grisenti, Hattatß, Knapp, Meurer, Meyer, Mitrovski, Renfordt, Schössler, Schwarz, Staudte, Stiebing, Ströbele, Wiedemann

Im Berichtszeitraum wurden im Fortgeschrittenen Praktikum des IKF eine Reihe von Versuchen erneuert bzw. ausgebaut.

-Versuch 22 : Time Projection Chamber . Dieser Versuch wurde neu aufgebaut und im Jahre 2003 zum ersten mal ausgegeben.

-Versuch 15: Flugzeit von Neutronen. Der vorhandene Rechner wurde durch einen Pentiumrechner aus dem Fundus des IKF ersetzt.

-Versuch 19 : Mößbauereffekt. Der vorhandene Rechner wurde durch einen Pentiumrechner aus dem Fundus des Instituts ersetzt. Ferner wurde der im IKF gebaute Impulshöhenzähler (1988) durch eine moderne PCI-Multichannelanalyser / Multiscaler Karte ersetzt. Hierzu mußte ein Taktzähler- / Steuerungs-interface von der Elektronik-Abteilung gebaut werden.

-Versuch 16:  $\gamma$ - $\gamma$  Koinzidenz. Die vorhandenen NaI(Tl) Detektoren zeigten Ausfälle. Sie wurden aus dem Institutsfundus durch ein  $\Phi$  4" NaI(Tl) Paar mit fokussierender Pb-Abschirmung ersetzt (Harshaw).. Zur Aufnahme und Ausrichtung der Detektoren wurde in der mechanischen Werkstatt ein Winkeltisch angefertigt.

-Versuch 2: Roentgenstrahl-Fluoreszenz. Ein intrinsischer Ge-Detektor mit 135° Hals wurde zur Verbesserung der Auflösung des Versuches und zur einfacheren Targetmontage aus dem Institutsfundus zur Verfügung gestellt .

Begonnene Erneuerungen:

Für die Versuche 4,12,16 (Statistik; Halbleiterdetektor und Ionisationkammer;  $\gamma$ - $\gamma$  Koinzidenz) wurden PCI-Multichannelanalyser Karten erworben. Diese sollen den im IKF gebauten Impulshöhenzähler (1988) , bzw. die Vielkanalanalysatoren der Firma Canberra Typ 30 und Typ 35Plus ersetzen. Die erforderlichen PCI-fähigen Rechner werden entweder aus dem Institutsfundus erbracht oder neu erworben.



## Betriebsablauf und Neuerungen an den 2,5 MV- und 7,5 MV-Van-de-Graaff-Beschleunigeranlagen

R.Baumgarten, W.Dilfer, K.Schneider, P.Ziel

Die 2,5 MV-Beschleunigeranlage war 2003 insgesamt **1636** Stunden in Betrieb. Zum Nachstellen der Hochfrequenz-Ionenquelle, Auffüllen der Ionenquellengase, sowie für Reparaturen an der Versorgungsgeräten der Fokussierung und Corona-Stabilisierung waren 6 Tanköffnungen erforderlich. Um die Ionenausbeute zu erhöhen, war ein Wechsel der HF-Ionenquelle nötig.

Durch den Einbau eines neuen 12er-Coronanadelpakets sowie der Erneuerung defekter Kontaktierungen von Hochspannungssäulenwiderständen konnte die Spannungsstabilität des Beschleunigers verbessert werden.

Um die Anlage auch bei einer Beschleuniger-Spannung von 120 kV betreiben zu können, wurden zeitweise oberhalb des Shorting-Rods noch 10 weitere Säulenwiderstände kurzgeschlossen und eine Modifikation am Isolator des Nadelantriebs vorgenommen.

Betrieben wurde die Anlage mit Spannungen zwischen 120 kV und 2,1 MV mit Atom- und Molekül-Ionen aus den Gasen  $H_2$ ,  $D_2$ ,  $^3He$ ,  $^4He$ ,  $CO_2$ ,  $^{14}N$ ,  $^{20}Ne$  und  $^{40}Ar$ .

Die 7,5 MV-Beschleunigeranlage war im Berichtsjahr 2003 **1176** Stunden in Betrieb. Bei 2 Tanköffnungen wurden die Penning-Ionenquelle generalüberholt und Reparaturen an den Versorgungsgeräten von Fokus, Extraktion und den Gasventilen durchgeführt. Die Entschalter und Seile der Stellantriebe wurden getestet und nachjustiert. Die Gase für die Ionenquelle wurden aufgefüllt bzw. ausgetauscht. Ferner wurden das Aufsprüh- und Abstreifgitter aus Edelstahlgaze erneuert.

Die Anlage wurde bei Spannungen zwischen 1,8 MV und 7,5 MV mit ein- u. mehrfach geladenen Ionen aus den Gasen  $H_2$ ,  $D_2$ ,  $^3He$ ,  $^4He$ ,  $CO_2$ ,  $^{14}N$ ,  $^{15}N$ ,  $^{20}Ne$ ,  $^{40}Ar$  und  $^{84}Kr$  betrieben.

Parallel zum Betrieb der Beschleuniger wurden kontinuierlich Reparaturen und Wartungsarbeiten an Vakuumpumpen, Hochvakuumkammern und den zugehörigen Mess- und Steuereinheiten durchgeführt.

Nach einer Generalüberholung der Bock-Kompressoren des Kühlwasserkreises I konnte auch während der extrem warmen Sommertage des letzten Jahres die nötige Kühlung der Vakuumpumpen, sowie der Beschleuniger gewährleistet werden.

Im Zuge der Vorbereitung für den anstehenden Umzug auf den Riedberg wurde im Herbst damit begonnen, nicht-benötigte Anlagenteile zu demonstrieren.

Ferner war es auf Grund der zukünftigen Strahlrohrhöhe nötig, neue Gestelle für die Basisplatte und den Tank des 2,5 MV-Beschleunigers zu konstruieren und durch die Werkstätten anfertigen zu lassen.

Der Prototyp eines für die Exp.-Halle im Stern-Gerlach-Zentrum am Riedberg neukonzipierten Strahlrohrgestelles wurde an der EZR installiert und getestet. Es dient zur Aufnahme der Strahlrohre und den dazugehörigen Vakuumpumpenständen, der Diagnoseboxen, Linsen und Kollimatoren.



## **Werkstätten: Feinmechanik, Schlosserei, Schreinerei**

B. Chakkalamattath, H. Düring, S. Engel,  
W. Gass, J. Kölichhaus, M. Lantschner, S. Pohlmann,  
Th. Schwab, W. Theisinger, E. Zanger

Im Berichtszeitraum wurde in der Feinmechanischen-Werkstatt und der Schlosserei ca. 190 Aufträge überwiegend für Forschungsarbeiten sowie für Wartung und Instandsetzung von Geräten und Einrichtungen ausgeführt.

Die Experimentiereinrichtungen werden ihren wissenschaftlich-technischen Anforderungen entsprechend in enger Zusammenarbeit mit den jeweiligen Physikern spezifiziert, entwickelt und hergestellt.

Von den in der Feinmechanischen Werkstatt fertiggestellten Arbeiten sind besonders hervorzuheben:

- UHV-Kammer
- große Vakuum-Apparatur
- mehrere Spektrometer

Berufsausbildung:

Industriemechaniker/Fachrichtung  
Geräte- und Feinwerktechnik:

1 Auszubildender im 1. Lehrjahr

1 Auszubildender legte die Facharbeiterprüfung im Juni 2003 mit Erfolg ab und erhielt einen Zeitvertrag bis 31.12.2003.

In Zusammenarbeit mit der Industrie- und Handelskammer in Frankfurt a.M. wurde in unserer Werkstatt der praktische Teil der Facharbeiter-Abschlussprüfung für Industriemechaniker/Fachrichtung Geräte- und Feinwerkstatt durchgeführt.

Ein Betriebspraktikum legten 2 Schüler ab:

1. vom 24.03.2003 bis 04.04.2003
2. vom 01.07.2003 bis 15.08.2003

Der Werkstattleiter der Gesamtwerkstätten, Herr Erich Zanger, ist zum 1. Oktober 2003 in den Ruhestand getreten.

## Abteilung Elektronik

W. Amend, N. Bialas, E. Köhler, W. Meuter, G. Rüschmann,  
E. Schüssler, M. Urban, P. Ziel

Die Abteilung Elektronik des Instituts unterstützt die Wissenschaftler beim technischen Aufbau und Betrieb ihrer spezifischen Experimente.

Sie stellt mit den beiden Schwerpunkten Elektronik-Entwicklung und Elektronik-Instandsetzung die zentralen Dienste für die Entwicklung, Fertigung und Reparatur von elektronischen Baugruppen und Mess-Systemen in analoger, digitaler und gemischter Technik zur Verfügung.

Eine sehr breite Palette von speziellen, kommerziell nicht erhältlichen aber auch käuflich erworbenen Industrie- Geräten und Systemen unterschiedlichster Entwicklungs- und Fertigungstechnologien ist ständig zu unterhalten und zu modifizieren.

Neben Entwicklung und Reparatur bietet die Abteilung fachliche Beratung in Hard- und Software.

### Besondere spezifische Leistungen im Jahr 2003 waren:

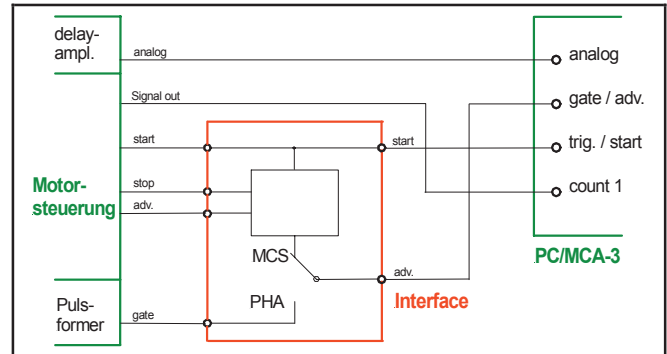
#### Schrittmotoren und Steuerungen

An der EZR-Anlage sind verschiedene Schrittmotoren und zugehörige Steuerungen im Einsatz. Diese sind zum Teil rechnergesteuert, einige spezielle werden per Hand bedient, mit Ablesung eines Displays zur Positionsbestimmung. Die Rechnersteuerung geschieht über eine handelsübliche Mehrzweck- Mess- und Steuerkarte mit analogen und digitalen Ein- und Ausgängen. Die digitalen Ports führen zu Interfacekarten mit zum Teil galvanischer Trennung und weiter zu den Motorendstufen bzw. zu den Limit-Schaltern.

Um handbediente Schrittmotoren zukünftig von der Rechnersteuerung aus ansprechen zu können wurden die Interfacekarten modifiziert und weitere hergestellt. Weiterhin wurden neue Motoren angepasst und Leitungswege montiert.

#### Taktzähler- und Steuerungsinterface für den Versuch zum Mößbauereffekt

Im kernphysikalischen Praktikum sind die Steuerungselektronik zur Bewegung des Motors der Versuchsanordnung zum Mößbauereffekt und die Messelektronik (ADC, Vielkanalanalysator) schon viele Jahre in Gebrauch. Durch verschiedene Reparaturen, Umbauten und Nachbesserungen an Steuerung, Motormechanik und Messelektronik konnte die Einsatzfähigkeit der Versuchsanordnung immer wieder hergestellt werden. Eine Multichannel-Analyzer/Multiscaler-PCI-Karte mit Mess- und Auswertprogramm (MCA-3) wurde nun als Ersatz für die alte Messelektronik angeschafft. Diese neue Karte (in PC eingebaut) erwartet die Takt- und Steuersignale zum Teil anders als die alte Messelektronik.



Zur Anpassung der neuen Karte wurde in der Elektronik-Abteilung ein Taktzähler- und Steuerungsinterface gebaut, das fehlende Takte bzw. Signale generiert und einfügt und so die Zusammenarbeit alter und neuer Baugruppen sicherstellt.

#### Trennverstärker mit linearem Optokoppler

Zur Übertragung von Messwerten von Geräten, die sich auf unterschiedlichen Potential befinden, wurde ein Verstärker gebaut, der eine galvanische Trennung bis zu 5 kV Potentialdifferenz erlaubt.

Zur Potentialtrennung wurde ein Optokoppler mit zwei gepaarten Übertragungsstrecken verwendet, wobei das Signal einer Strecke zur Kompensation der Nichtlinearität und Drift des Optokopplers an den Eingangsverstärker zurückgeführt wird, das Signal der zweiten Strecke wird zum Ausgangsverstärker geleitet. Mit dieser Schaltung lassen sich ohne großen Aufwand Übertragungsfehler im Promille-Bereich erzielen.

#### Teststand für die FEC-Elektronik der ALICE TPC

Fortgeführt wurde die Entwicklung der Testeinrichtung im Rahmen des ALICE-Projekts [1]. Die Teilkomponenten des Teststands bestehend aus der Steuerkarte, Pulserkarte, Messkarte und der Signalverteilungskarte wurden in das Gesamtsystem integriert und einem Funktionstest unterzogen.

#### Referenzen:

[1] W. Amend et al., Jahresbericht IKF-62(2002), S. 59

#### Besonderheiten:

Der langjährige Leiter der Abteilung Herr G. W. Rüschmann und die langjährige Mitarbeiterin Frau E. Schüssler haben die Abteilung verlassen.

Die Leitung, die Kollegen und Mitarbeiter danken ihnen für die gute Zusammenarbeit und wünschen ihnen einen angenehmen Ruhestand.

## Bibliothek

P. Seyler-Dielmann, J. Scheikowski

Der Gesamtbestand der Bibliothek mit 4 Handbibliotheken in den verschiedenen Abteilungen des Institutes war bis zum Jahresende 2003 auf

5721	Monographien
8722	Zeitschriftenbände
13395	Berichte
3213	Sonderdrucke
48	sonstige Medieneinheiten

angewachsen. Damit beträgt der Gesamtzuwachs seit 2002, 5,5 Regalmeter.

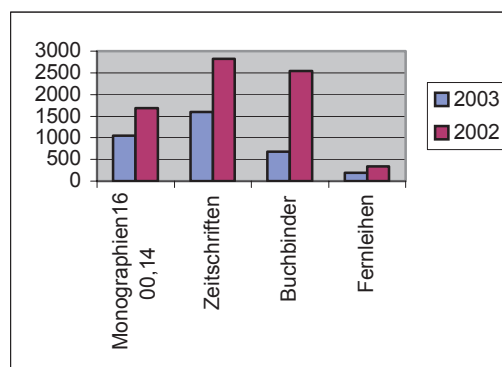
Es wurden 56 laufende Veröffentlichungen geführt.

Die Gesamtausgaben der Bibliothek betrugen 3866,96 € davon entfielen auf:

Monographien	1050,43 €
Zeitschriften	1602,14 €
Fernleihen, Material	345,21 €
Sonstige Ausgaben	194,90 €

Der Gesamtwert der Bibliothek ohne Mobiliar erhöhte sich auf 1.128 708,10 €.

Die enormen Einsparungen beim Buchbinder kommen daher, dass in der AG Umzug der Physik-Bibliotheken bei den Zeitschriften, die dublett gehalten werden noch geklärt werden, welches Exemplar umzieht. Eventuell werden im Jahr 2004 wieder höhere Buchbindekosten anfallen, wenn diese Frage entschieden ist.

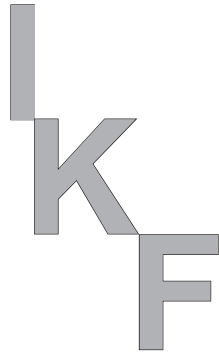


Kostenübersicht im Vergleich

Die Mitarbeiterinnen der Bibliothek haben in diesem Jahr an einer ACQ-Schulung teilgenommen. Alle Zeitschriften, die in den Vertrag zwischen der Universitätsbibliothek und dem Fachbereich Physik aufgenommen sind, sowie alle kostenlosen Zeitschriftenabonnements werden mit ACQ verwaltet.

Folgende Zeitschriften sind ab 2004 nur noch in elektronischer Form vorhanden: European Physical Journal A, B, C, D und die Zeitschrift Journal of Materials Research hat einen zusätzlichen Zugang über die Elektronische Zeitschriften –Datenbank.

Die AG Umzug der Physik-Bibliotheken trifft sich etwa einmal pro Monat um die genauen Details der Bibliothekszusammenlegung zu klären.



Veröffentlichungen

Konferenzen

Vorträge

Diplomarbeiten

Dissertationen

Mitarbeiter

Preisträger

Tätigkeiten

Forschungsaufenthalte

Gäste

Kooperationen

Adressen







J. Adams, et al (STAR Collaboration)  
**Multiplicity fluctuations in Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=130$  GeV**  
 Phys. Rev. C 68 (2003) 044905

K.H. Ackermann et al.(STAR Collaboration)  
**Star Detector Overview**  
 Nucl. Instrum. Meth. A499 (2003) 624-632

C. Adler, A. Denisov, E. Garcia, M. Murray,  
 H. Ströbele, S. White  
**The RHIC zero-degree Calorimeters**  
 (Frankfurt U. & Serpukhov, IHEP & Maryland  
 U. & Texas A-M & Brookhaven), 2003. 4pp.  
 Nucl. Instrum. Meth. A 499 (2003) 433-436

K. Adcox et al., (Phenix Collab.)  
**PHENIX calorimeter**  
 Nucl. Instrum. Meth. A499, (2003) 521-536

K. Adcox et al.(Phenix Collab.)  
**PHENIX Detector Overview**  
 Nucl. Instrum. Meth. A499 (2003) 469-479

S. V. Afanasiev et al., (NA49 Collab.)  
**Bose-Einstein Correlations of Charged Kaons in  
 Central Pb+Pb Collisions at  $E_{beam} = 158$  A GeV**  
 Phys. Lett. B557 (2003) 157-166

S.V. Afanasiev et al. (NA49 Collab.)  
**Recent results on spectra and yields from NA49**  
 Nucl. Phys.A715 (2003) 161-170

S.V. Afanasiev et al. (NA49 Collab.)  
**Energy dependence of lambda and anti-lambda at  
 CERN SPS energies**  
 Nucl. Phys. A715 (2003) 453-457

M.M. Aggarwal et al. (Phenix Collab.)  
**Centrality Dependence of Charge-Neutral Fluctuations  
 in 158 A GeV  $Pb^{208} + Pb^{208}$  Collisions**  
 Phys. Rev. C 67 (2003) 044901

M.M. Aggarwal et al. (Phenix Collab.)  
**One-, Two- and Three-Particle Distributions from  
 158 A GeV/c Central Pb+Pn Collisions**  
 Phys. Rev. C 67 (2003) 014906

Ch. Alt et al., (NA49 Coll.)  
**Directed and Elliptic Flow of Charged Pions and  
 Protons in Pb+Pb Collisions at 40 A Ge  
 and 158 A GeV.**  
 Phys. Rev. C68 (2003) 034903

H. Ch. Alt, Y. Gomeniuk, B. Wiedemann, H. Riemann  
**Method for the determination of carbon in silicon by  
 infrared absorption spectroscopy**  
 Journal of the Electrochemical Society, 150 (2003)  
 G498

H. Ch. Alt, Y.V. Gomeniuk, G. Lenk, B. Wiedemann  
**GaAsN formation by implantation of nitrogen into  
 GaAs studied by infrared spectroscopy**  
 Physica B, 340-342 (2003) 394

H. Ch. Alt, Y.V. Gomeniuk, B. Wiedemann  
**Spectroscopic evidence for a nitrogen-gallium vacan-  
 cy defect in gallium arsenide**  
 submitted to Physical Review

A. Andronic et al., (ALICE)  
**Pulse Height Measurements and Electron  
 Attachment in Drift Chambers operated with Xe,  
 Co<sub>2</sub> Mixtures**  
 Nucl. Instr. Meth. A498 (2003) 143-154

A.N. Artemyev, T. Beier, J. Eichler, A.E. Klasnikov,  
 C. Kozhuharov, V.M. Shabaev, Th. Stöhlker,  
 V.A. Yerokhin  
**Negative-continuum dielectronic recombination for  
 heavy ions**  
 Phys. Rev. A 67 (2003) 052711

A.N. Artemyev, T. Beier, J. Eichler, A.E. Klasnikov,  
 C. Kozhuharov, V.M. Shabaev, Th. Stöhlker, and  
 V.A. Yerokhin  
**Negative-continuum dielectronic recombination for  
 heavy ions**  
 Phys. Rev. A 67 (2003) 052711

G. Bednarz, D. Sierpowski, Th. Stöhlker, A. Warczak,  
 H. Beyer, F. Bosch, A. Bräuning-Demian, H. Bräuning,  
 X. Cai, A. Gumberidze et al.  
**Double-electron capture in relativistic  $U^{92+}$  collisions  
 at the ESR gas-jet target**  
 NIM B 205 (2003) 573-576

G. Bednarz, A. Warczak, D. Sierpowski, Th. Stöhlker,  
 S. Hagmann, F. Bosch, A. Gumberidze, C. Kozhuharov,  
 D. Liesen, and P.H. Mokler  
**Radiative Electron Capture into the K- and L- Shell  
 of H-, He-, and Li-like Uranium Ions at Relativistic  
 Energies**  
 Hyperfine Interactions 146/147 (1/4) (2003) 29-34

D.R. Bell, G.R. Rossman, J. Maldener, D. Endisch, F. Rauch  
**Hydroxide in olivine: A quantitative determination of the absolute amount and calibration of the IR spectrum**  
 Journal of Geophysical Research 108 (2003), B2, 2105

Belle Collaboration  
**Observation of the Radiative Decay  $D^0 \rightarrow \pi^0 \gamma$**   
 to appear in Phys. Rev. Lett., hep-ex/0308037

Belle Collaboration  
**Observation of a new narrow charmonium state in exclusive  $B^+ \rightarrow K^+ \pi^+ \pi^- J/\psi$  decays**  
 Phys. Rev. Lett. 91, 262001 (2003), hep-ex/0309032

Belle Collaboration  
**Evidence for  $B^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$**   
 Phys. Rev. Lett. 91 (2003) 261801  
 hep-ex/0308040

Belle Collaboration  
**Measurement of Time-Dependent CP-Violating Asymmetries**  
 in  $B^0 \rightarrow \pi^0 K_S^0$ ,  $K^+ K^- K_S^0$  and  $\eta K_S^0$  Decays  
 Phys. Rev. Lett. 91 (2003) 261602 hep-ex/0308035

Belle Collaboration  
**Observation of  $D_s J(2317)$  and  $D_s J(2457)$  in B decays**  
 Phys. Rev. Lett. 91 (2003) 262002 hep-ex/0308019

Belle Collaboration  
**Observation of  $B \rightarrow K^* l^+ l^-$**   
 Phys. Rev. Lett. 91 (2003) 261601  
 hep-ex/0308044

Belle Collaboration  
**Measurements of the  $D_s J$  resonance properties**  
 Phys. Rev. Lett. 92 (2004) 012002  
 hep-ex/0307052

Belle Collaboration  
**Observation of  $B^+ \rightarrow \rho^+ \rho^0$**   
 Phys. Rev. Lett. 91 (2003) 221801  
 hep-ex/0306007

Belle Collaboration  
**Evidence for  $B \rightarrow \pi^0 \pi^0 K$**   
 Phys. Rev. Lett. 91 (2003) 241802  
 hep-ex/0305068

Belle Collaboration  
**Evidence for CP-Violating Asymmetries in  $B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  Decays and Constraints on the CKM Angle  $\phi_2$**   
 Phys. Rev. D 68, 012001 (2003), hep-ex/0301032

Belle Collaboration  
**Studies of  $B^0$ - $B^0$  Mixing Properties with Inclusive Dilepton Events**  
 Phys. Rev. D 67, 052004 (2003), hep-ex/0212033

Belle Collaboration  
**Measurement of the  $B^0$ - $B^0$  mixing rate with  $B^0(B^0) \rightarrow D^{*-} \pi^+$  partial reconstruction**  
 Phys. Rev. D 67, 092004 (2003), hep-ex/0211065

Belle Collaboration  
**Measurement of Branching Fractions and Charge Asymmetries for Two-Body B Meson Decays with Charmonium**  
 Phys. Rev. D 67, 032003 (2003), hep-ex/0211047

C. Blume et al. (NA49 Collab.),  
**Results on correlations and fluctuations from NA49**  
 e-Print Archive: nucl-ex/0208020  
 Nucl.Phys.A715 (2003) 55-64

K. Boretzky, A. Grünschloss, S. Ilievski, P. Adrich, T. Aumann, C. A. Bertulani, J. Cub, W. Dostal, B. Eberlein, Th. W. Elze, H. Emling, M. Fallot, J. Holeczek, R. Holzmann, C. Kozhuharov, J. V. Kratz, R. Kulesa, Y. Leifels, A. Leistenschneider, E. Lubkiewicz, S. Mordechai, T. Ohtsuki, P. Reiter, H. Simon, K. Stelzer, J. Stroth, K. Sümmerer, A. Surowiec, E. Wajda, W. Walus:  
**Two-Phonon Giant Resonances in  $^{136}\text{Xe}$ ,  $^{208}\text{Pb}$ , and  $^{238}\text{U}$**   
 Phys. Rev. C 68, 024317 (2003)

C. Brandau, T. Bartsch, S. Böhm, C. Böhme, A. Hoffknecht, H. Knopp, S. Schippers, W. Shi, A. Müller, N. Grün, W. Scheid, T. Steih, F. Bosch, B. Franzke, C. Kozhuharov, P. H. Mokler, F. Nolden, M. Steck, T. Stöhlker and Z. Stachura  
**Autoionizing high-Rydberg states of very heavy Be-like ions: A tool for precision spectroscopy**  
 NIM B 205, 66-69 (2003)

C. Brandau, A. Müller, W. Shi, S. Schippers, T. Bartsch, S. Böhm, C. Böhme, A. Hoffknecht, H. Knopp, N. Grün, W. Scheid, T. Steih, F. Bosch, B. Franzke, P.H. Mokler, F. Nolden, M. Steck, Th. Stöhlker, Z. Stachura

**Precise Determination of the  $2s_{1/2} - 2p_{1/2}$  Splitting in Very Heavy Lithiumlike Ions Utilizing Dielectronic Recombination**

Phys. Rev. Lett. 91, 073202 (2003)

C. Brandau, T. Bartsch, S. Böhm, C. Böhme, A. Hoffknecht, H. Knopp, S. Schippers, W. Shi, A. Müller, N. Grün, W. Scheid, T. Steih, F. Bosch, B. Franzke, C. Kozhuharov, P. H. Mokler, F. Nolden, M. Steck, T. Stöhlker and Z. Stachura

**Autoionizing high-Rydberg states of very heavy Be-like ions: A tool for precision spectroscopy**

NIM B 205, 66-69 (2003).

H. Bräuning, A. Bräuning-Demian, G. Bednarz, F. Bosch, X. Cai, C. Cohen, D. Dauvergne, A. Gumberidze, R. Kirsch, C. Kozhuharov, D. Liesen, P. Mokler, J.-P. Rozet, Z. Stachura, Th. Stöhlker, M. Terasawa, S. Toleikis, and A. Warczak

**Multiple electron capture from thin C-foils into 46 MeV/u  $U^{91+}$**

NIM B 205 (2003) 826-829

M. Bruns, M. Fritsch, E. Nold, V. Trouillet, H. Baumann, R. White, A. Wright

**Surface analytical characterization of  $SiO_2$  gradient membrane coatings on gas sensor microarrays**

J. Vac. Sci. Technol. A21 (2003) 1109

K.A. Bugaev, M. Gazdzicki, M.I. Gorenstein

**Hadron spectra and QGP hadronization in Au+Au collisions at RHIC**

e-Print Archive: hep-ph/0211337

Phys. Rev.C68 (2003) 017901

D. Dauvergne, A. Bräuning-Demian, F. Bosch, H. Bräuning, M. Chevallier, C. Cohen, A. Gumberidze, A. L'Hoir, R. Kirsch, C. Kozhuharov, D. Liesen, P. Mokler, J.C. Poizat, C. Ray, Th. Stöhlker, M. Tarisien, E. Testa, S. Toleikis, and M. Toulemonde

**Impact parameter dependent electron capture by decelerated  $U^{91+}$  ions at 20 MeV/u using crystal channeling conditions**

NIM B 205 (2003) 773-778

U. Datta Pramanik, T. Aumann, K. Boretzky, B. V. Carlson, D. Cortina, Th. W. Elze, H. Emling, H. Geissel, A. Grünschlöss, M. Hellström, S. Ilievski, J. V. Kratz, R. Kulesa, Y. Leifels, A. Leistenschneider, E. Lubkiewicz, G. Münzenberg, P. Reiter, H. Simon, K. Sümmerer, E. Wajda, W. Walus:

**Coulomb breakup of neutron-rich  $^{15,17}C$  isotopes**

Phys. Lett. B 551, (2003) 63

O. Dersch, J.E. Ericson, F. Rauch

A new dating technique: Quarz hydration dating

**Proceedings of the 33rd Symposium on Archaeometry Amsterdam 2002**

(Geoarchaeol. and Bioarchaeol. Studies 4)

R. Dörner, H. Schmidt-Böcking, Th. Weber, T. Jahnke, M. Schöffler, A. Knapp, M. Hattas, A. Czasch, L.Ph.H. Schmidt, O. Jagutzki

**Double Ionization by One and Many Photons**

Rad. Phys. and Chem., (2003)

R.D. DuBois, A.C.F. Santos, Th. Stöhlker, F. Bosch, A. Bräuning-Demian, A. Gumberidze, S. Hagmann, C. Kozhuharov, R. Mann, A. Orsic Muthig, U. Spillmann, S. Tachenov, W. Barth, L. Dahl, B. Franzke, J. Glatz, L. gröning, S. Richter, D. Wilms, A. Krämer, O. Jagutzki, K. Ullmann, R.E. Olson

**Electron Loss from 0.74 and 1.4 MeV/u Low-Charge-State Argon and Xenon Ions Colliding with Neon, Nitrogen, and Argon**

Physical Review A accepted (2003)

M. Gazdzicki, R. Stock, P. Seyboth

**Has the deconfinement phase transition been seen?**

CERN Cour. 43N7 (2003) 17-18

C. Brandau, T. Bartsch, S. Böhm, C. Böhme, A. Hoffknecht, H. Knopp, S. Schippers, W. Shi, A. Müller, N. Grün, W. Scheid, T. Steih, F. Bosch, B. Franzke, C. Kozhuharov, P.H. Mokler, F. Nolden, M. Steck, Th. Stöhlker, Z. Stachura

**Precise Determination of the  $2s_{1/2} - 2p_{1/2}$  Splitting in Very Heavy Lithiumlike Ions Utilizing Dielectronic Recombination Projectile Ionization in Collisions of  $U^{28+}$  and  $Xe^{18+}$  with Gases**

Phys. Rev. Lett. 91 (2003) 073203

H. Bräuning, A. Bräuning-Demian, G. Bednarz, F. Bosch, X. Cai, C. Cohen, D. Dauvergne, A. Gumberidze, R. Kirsch, C. Kozhuharov, D. Liesen, P. Mokler, J.-P. Rozet, Z. Stachura, Th. Stöhlker, M. Terasawa, S. Toleikis, and A. Warczak

**Multiple electron capture from thin C-foils into 46 MeV/u  $U^{91+}$**

NIM B 205 (2003) 826-829

D. Dauvergne, A. Bräuning-Demian, F. Bosch, H. Bräuning, M. Chevallier, C. Cohen, A. Gumberidze, A. L'Hoir, R. Kirsch, C. Kozhuharov, D. Liesen, P. Mokler, J.C. Poizat, C. Ray, Th. Stöhlker, M. Taris-  
en, E. Testa, S. Toleikis, and M. Toulemonde

**Impact parameter dependent electron capture by decelerated  $U^{91+}$  ions at 20 MeV/u using crystal channeling conditions**

NIM B 205 (2003) 773–778

R.D. Dubois, A.C.F. Santos, Th. Stöhlker, F. Bosch, A. Bräuning-Demian, A. Gumberidze, S. Hagmann, C. Kozhuharov, R. Mann, A. Muthig, U. Spillmann, S. Tachenov, W. Barth, L. Dahl, B. Franzke, J. Glatz, L. Gröning, S. Richter, D. Wilms, K. Ullmann, O. Jagutzki

**Electron Loss from Fast, Low-Charge-State Ions Colliding with Gases**

AIP Conference Proceedings Vol 680(1) (2003) 64-67

R.D. DuBois, A.C.F. Santos, Th. Stöhlker, F. Bosch, A. Bräuning-Demian, A. Gumberidze, S. Hagmann, C. Kozhuharov, R. Mann, A. Orsic Muthig, U. Spillmann, S. Tachenov, W. Barth, L. Dahl, B. Franzke, J. Glatz, L. Gröning, S. Richter, D. Wilms, A. Krämer, O. Jagutzki, K. Ullmann, R.E. Olson

**Electron Loss from 0.74 and 1.4 MeV/u Low-Charge-State Argon and Xenon Ions Colliding with Neon, Nitrogen, and Argon**

Physical Review A accepted (2003)

R.D. Dubois, A.C.F. Santos, Th. Stöhlker, F. Bosch, A. Bräuning-Demian, A. Gumberidze, S. Hagmann, C. Kozhuharov, R. Mann, A. Muthig, U. Spillmann, S. Tachenov, W. Barth, L. Dahl, B. Franzke, J. Glatz, L. Gröning, S. Richter, D. Wilms, K. Ullmann, O. Jagutzki

**Electron Loss from Fast, Low-Charge-State Ions Colliding with Gases**

AIP Conference Proceedings Vol 680(1) (2003) 64-67

R.W. Dunford, E.P. Kanter, B. Krässig, S.H. Southworth, L. Young, P.H. Mokler, Th. Stöhlker  
**Two-photon decay in gold atoms following photoionization with synchrotron radiation**  
Phys. Rev. A 67 (2003) 054501

S. Fritzsche, A. Surzhykov and Th. Stöhlker  
**Wave packet approach to the ionization of high-Z, hydrogen-like ions,**  
NIM B 205 (2003) 469-473

S. Fritzsche, A. Surzhykov, and Th. Stöhlker  
**Polarization and correlation studies on the electron capture into highly-charged ions**

AIP Conference Proceedings Vol 697(1) (2003) 102-110

S. Fritzsche, A. Surzhykov and Th. Stöhlker  
**Wave packet approach to the ionization of high-Z, hydrogen-like ions,**

NIM B 205 (2003), Pages 469-473

M.I. Gorenstein, M. Gazdzicki, K.A. Bugaev  
**Transverse activity of Kaons and the deconfinement phase transition in nucleus-nucleus collisions**

e-Print Archive: hep-ph/0303041

Phys.Lett.B567 (2003) 157-178

K. Gömann, G. Borchardt, A. Gunhold, W. Maus-Friederichs, B. Lesage, O. Kaitasov, H. Baumann,

**Cation transport and surface in lanthanum doped strontium titanate at high temperatures**

Mat. Res. Soc. Symp. Proc. 756 (2003), EE3.1.1.

A. Gumberidze, Th. Stöhlker, X. Ma, H.F. Beyer, G. Bednarz, F. Bosch, X. Cai, S. Hagmann, C. Kozhuharov, O. Klepper, D. Liesen, P.H. Mokler, D. Sierpowski, Z. Stachura, M. Steck, S. Toleikis, A. Warczak, Y. Zou

**X-ray Transitions Studied for Decelerated Bare and H-like Uranium Ions at the ESR Electron Cooler**

NIM B 205 (2003) 374-377

S. Hagmann, Th. Stöhlker, J. Ullrich, Ch. Kozhuharov, R. Moshhammer, H. Kollmus, R. Mann and M. Nofal

**A forward electron spectrometer for the ESR,**

NIM B 205 (2003) 207-209

C. Hohne et. al. (NA49 Collaboration)  
**System size dependence of strangeness production at 158 A GeV**

e-Print Archive: nucl-ex/0209018

Nucl. Phys.A715 (2003) 474-477

D.C. Ionescu and Th. Stöhlker  
**Asymptotic Energy Dependence of Projectile Emission in Relativistic Ion-Atom Collisions**

Physical Review A (2003) 022705



T. Jalowy, R. Neugebauer, L. S. Farenzena,  
V. M. Collado, H. Schmidt-Böcking,  
E. F. da Silveira, and K. O. Groeneveld

**Secondary Molecular Ion Emission In Binary Projectile-Surface Collisions**

AIP Conference Proceedings 2003, Volume 680,  
Issue 1, pp. 176-179

A. Leistenschneider, T. Aumann, K. Boretzky,  
L. F. Canto, B. V. Carlson, D. Cortina, U. Datta Pramanik, Th. W. Elze, H. Emling, H. Geissel, A. Grünschlöss, K. Helariutta, M. Hellström, M. S. Hussein, S. Ilievski, K. Jones, J. V. Kratz, R. Kulesa, Le Hong Khiem, E. Lubkiewicz, G. Münzenberg, R. Palit, P. Reiter, C. Scheidenberger, K.-H. Schmidt, H. Simon, K. Sümmerer, E. Wajda, W. Walus

**Fragmentation of exotic Oxygen isotopes**

Brazilian J. Phys. 33 (2003)

NA49 Collaboration

**System size dependence of strangeness production at 158-A-GeV**

e-Print Archive: nucl-ex/0209018

Nucl. Phys. A715 (2003) 474-477

J. Maldener, A. Hösch, L. Langer, F. Rauch  
**Hydrogen in some natural garnets studied by nuclear reaction analysis and vibrational spectroscopy**

Phys. Chem. Minerals 30 (2003) 337-344

I. Mancev, V. Mergel and L. Schmidt

**Electron capture from helium atoms by fast protons**

J.Phys.B. 36 (2003) 2733-2746

M. Meister, L. V. Chulkov, H. Simon, T. Aumann,  
M. J. G. Borge, Th. W. Elze, H. Emling, H. Geissel,  
M. Hellström, B. Jonson, J. V. Kratz, R. Kulesa,  
Y. Leifels, K. Markenroth, G. Münzenberg, F. Nickel,  
T. Nilsson, G. Nyman, V. Pribora, A. Richter, K. Riisager, C. Scheidenberger, G. Schrieder, O. Tengblad  
**Searching for the 5H resonance in the  $t + n + n$  system**

Nucl. Phys. A 723, (2003) 13

A. Markwitz, V. J. Kennedy and H. Baumann,  
**Formation of micrometer sized crater shaped pits in silicon by low-energy  $^{22}\text{Ne}^+$  implantation and electron beam annealing**

Nucl. Instr. Meth. B206 (2003) 179

M. Meister, L. V. Chulkov, H. Simon, T. Aumann,  
M. J. G. Borge, Th. W. Elze, H. Emling, H. Geissel,  
M. Hellström, B. Jonson, J. V. Kratz, R. Kulesa,  
Y. Leifels, K. Markenroth, G. Münzenberg, F. Nickel,  
T. Nilsson, G. Nyman, V. Pribora, A. Richter, K. Riisager, C. Scheidenberger, G. Schrieder,  
O. Tengblad, M. V. Zhukov:

**The  $t + n + n$  System and  $^5\text{H}$**

Phys. Rev. Lett. 91 (2003) 162504

T. Osipov, C.L. Cocke, M.H. Prior, A. Landers,  
Th. Weber, O. Jagutzki, L.Schmidt,  
H. Schmidt-Böcking, R. Dörner

**Photoelectron-Photoion Momentum Spectroscopy as a Clock for Chemical Rearrangements: Isomerization of the Dictation of Acetylene to the Vinylidene Configuration**

Phys. Rev. Lett. 90 (2003) 233002

S. Hagmann, Th. Stöhlker, J. Ullrich, Ch. Kozhuharov,  
R. Moshhammer, H. Kollmus, R. Mann and M. Nofal

**A forward electron spectrometer for the ESR,**

NIM B 205 (2003) 207-209

X. Ma, Th. Stöhlker, H.F. Beyer, F. Bosch, O. Brinzanescu, C. Kozhuharov, P.H. Mokler, T. Ludziejewski,  
Z. Stachura, A. Warczak

**Angular Distributions of K-Shell Radiative Electron Capture for Bare Uranium Ions Colliding with  $\text{N}_2$  Target**

Nuclear Physics Review, Vol. 19 (2002) 2

X. Ma, Th. Stöhlker, F. Bosch, A. Gumberidze, C. Kozhuharov, A. Muthig, P.H. Mokler, A. Warczak

**X-Ray Emission from Highly Charged Heavy Ions Studied at Storage Rings**

AIP Conference Proceedings - January 24, 2003 -  
Volume 652, Issue 1, 206-217

X. Ma, P.H. Mokler, G. Bednarz, F. Bosch, A. Gumberidze, C. Kozhuharov, D. Liesen, D. Sierpowski,  
Z. Stachura, Th. Stöhlker, A. Warczak

**Electron-Electron Interaction in Strong Central Fields Studied by Resonant Transfer and Excitation with Two-Photon Processes in  $\text{U}^{91+} - \text{H}_2$  Collisions**

NIM B (2003) 205, 550

R.E. Olson, R.L. Watson, V. Horat, K.E. Zaharakis,  
Th. Stöhlker

**Projectile Ionization in Collisions of  $\text{U}^{28+}$  and  $\text{Xe}^{18+}$  with Gases**

AIP Conference Proceedings Vol 680 (2003) 184-186



R. Palit, P. Adrich, T. Aumann, K. Boretzky, B. V. Carlson, D. Cortina, U. Datta Pramanik, Th. W. Elze, H. Emling, H. Geissel, M. Hellström, K. L. Jones, J. V. Kratz, R. Kulesa, Y. Leifels, A. Leistenschneider, G. Münzenberg, C. Nociforo, P. Reiter, H. Simon, K. Sümmerer, W. Walus

**Exclusive measurement of breakup reactions with the one-neutron halo nucleus  $^{11}\text{Be}$**

Phys. Rev. C 68, (2003) 034318

R.E. Sah, F. Rinner, H. Baumann, R. Kiefer, M. Mikulla, G. Weimann, M. Damman,

**Silicon nitride films deposited using ECR-PECVD technique for coatings InGaAlAs high-power Laser facet**

J. Electrochem Soc. 150 (2003) F129

N. Saito, A. De Fanis, K. Kubozuka, M. Machida, I. H. Suzuki, M. Takahashi, H. Yoshida, A. Cassimi, A. Czasch, R. Dörner, L. Schmidt, V. McKoy, K. Wang, B. Zimmermann, I. Koyano, and K. Ueda

**Carbon K-shell photoelectron angular distribution from fixed-in-space  $\text{CO}_2$  molecules**

J. Phys. B. 36, 1 (2003) 25-30

H. Schmidt, G. Borchardt, C. Schmalzried, R. Telle, H. Baumann, S. Weber, H. Scherrer

**Material transport in  $(\text{Ti}_{0.3}\text{W}_{0.5}\text{Cr}_{0.2})\text{B}_2$  ceramics: simultaneous diffusion of ion implanted  $^{49}\text{Ti}$  and  $^{54}\text{Cr}$**

J. Eur. Ceram. Soc. 23 (2003) 991

H. Schmidt-Böcking, V. Mergel, R. Dörner, L. Schmidt, Th. Weber, E. Weigold, A.S. Kheifets

**Fast p-He transfer ionization processes: An observation window to reveal the non-s2 contributions in the momentum wave function of ground state He**

Springer Series on Atomic, Optical, and Plasma Physics 35, edited by V.P. Shevelko and J. Ullrich (Springer Hd 2003)

H. Schmidt-Böcking, V. Mergel, R. Dörner, C.L. Cocke, O. Jagutzki, L. Schmidt, T. Weber, H.J. Lüdde, E. Weigold, Yu.V. Popov, H. Cederquist, H.T. Schmidt, R. Schuch, J. Berakdar

**Revealing the asymptotic momentum wave function of the He ground state in fast p+He transfer ionization processes**

Europhys. Lett. 62, (2003) 477-483

H. Schmidt-Böcking, V. Mergel, L. Schmidt, R. Dörner, O. Jagutzki, K. Ullmann, T. Weber, H. J. Lüdde, E. Weigold, A. S. Kheifets

**Dynamics of ionization processes studied with the COLTRIMS method - new insight into e-e correlation**

Radiation Physics and Chemistry 68 (2003) 41 - 50

C. Welch, A. Schempp, H. Schmidt-Böcking

**Design Studies of an Electrostatic Storage Ring**

Hyperfine Interactions 146/147 (2003) 253-258

A. Staudte, Th. Weber, M. Weckenbrock, S. Kammer, H. Schmidt-Böcking, R. Dörner

**Double Ionization in Strong Laser Fields – A comparison to single photon double ionization**

Inst. Phys. Conf. Series 172 (2003) 89-98

STAR Collaboration

**Pion-Kaon Correlations in Central Au+Au Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 130$  GeV**

Phys. Rev. Lett. 91 (2003) 262302

e-Print Archives (nucl-ex/0307025)

STAR Collaboration

**Net charge fluctuations in Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 130$  GeV**

Phys. Rev. C 68 (2003) 044905

e-Print Archives (nucl-ex/0307007)

STAR Collaboration

**Three-Pion Hanbury Brown–Twiss Correlations in Relativistic Heavy-Ion Collisions from the STAR Experiment**

Phys. Rev. Lett. 91 (2003) 262301

STAR Collaboration

**Evidence from d+Au measurements for final-state suppression of high pT hadrons in Au+Au collisions at RHIC**

Phys. Rev. Lett. 91 (2003) 072304

e-Print Archives (nucl-ex/0306024)

STAR Collaboration

**Transverse momentum and collision energy dependence of high pT hadron suppression in Au+Au collisions at ultrarelativistic energies**

Phys. Rev. Lett. 91 (2003) 172302

e-Print Archives (nucl-ex/0305015)

STAR Collaboration

**Erratum: Midrapidity Antiproton-to-Proton Ratio from Au+Au  $\sqrt{s_{NN}} = 130$  GeV**

Phys. Rev. Lett. 90 (2003) 119903(E)

STAR Collaboration

**Narrowing of the Balance Function with Centrality in Au+Au Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 130$  GeV**

Phys. Rev. Lett. 90 (2003) 172301  
e-Print Archives (nucl-ex/0301014)

STAR Collaboration

**„The STAR Level-3 Trigger System“**

Nucl. Instrum. Meth. A 499 (2003) 778

Z. Stachura, W. Vollmer, S. Fritzsche, Th. Stöhlker, W. Meierkord, and B. Sulkio-Cleff

**Polarization of the  $K\alpha_1$  X-ray satellite in copper after 2 MeV proton impact**

J. Phys. B 36 (2003) 1297-1308

R. Stock

**ICPAQGP 2001: Conference Summary**

PRAMANA, J. of Physics, Vol. 60, No.5, (2003) 965

Th. Stöhlker, H. Backe, H.F. Beyer, F. Bosch, A. Bräuning-Demina, S. Hagmann, D.C. Ionescu, K. Jungmann, H.-J. Kluge, C. Kozhuharov, Th. Kühl, D. Liesen, R. Mann, P.H. Mokler, W. Quint

**Status and Perspectives of Atomic Physics Research at GSI: The New GSI Accelerator Project**

NIM B 205, (2003) 156-161

Th. Stöhlker, D. Banas, A. Gumberidze, C. Kozhuharov, T. Krings, W. Lewoczko, X. Ma, D. Protic, D. Siewpowski, S. Tachenov, A. Warczak

**Applications of Position Sensitive Germanium Detectors for X-Ray Spectroscopy of Highly-Charged Heavy Ions**

NIM B 205, (2003) 210-214

Th. Stöhlker, T. Beier, H.F. Beyer, Th. Kühl, W. Quint

**Test of Strong Field QED**

**The Physics of Multiply and Highly Charged Ions,**  
Kluwer Academic Publishers (2003)

Th. Stöhlker, D. Banas, H.J. Beyer, A. Gumberidze

**Lamb Shift Experiments on High- Z One-Electron Systems**

Lecture Notes in Physics

Publisher: Springer-Verlag Heidelberg

Volume: Volume 627 (2003) 115 – 137

Title: Precision Physics of Simple Atomic Systems

K.B. Sundaram, R.E. Sah, H. Baumann, K. Balachandran, R.M. Todi

**Wet etching of silicon nitride thin films deposited by electron cyclotron resonance (ECR) plasma enhanced chemical vapor deposition**

Microelectronic Engineering 70 (2003), 109

A. Surzhikov, S. Fritzsche, and Th. Stöhlker

**Two-step radiative recombination of polarization electrons into bare, high-Z ions**

NIM B 205, (2003) 391-394

A. Surzhikov, Stephan Fritzsche, Th. Stöhlker and S. Tachenov

**Polarization studies on the radiative recombination of highly - charged bare ions**

Physical Review A 68 (2003) 22710

K. Ueda, A. De Fanis, N. Saito, M. Machida, K. Kubozuka, H. Chiba, Y. Muramatsu, Y. Sato, A. Czasch, O. Jagutzki, R. Dörner, A. Cassimi, M. Kitajima, T. Furuta, H. Tanaka, S. L. Sorensen, K. Okada, S. Tanimoto, K. Ikejiri, Y. Tamenori, H. Ohashi, and I. Koyano

**Nuclear Motion and Symmetry Breaking of the B 1S-Excited  $BF_3$  Molecule**

Chem. Phys. 289 (1) (2003) 135-147

J. Ullrich, R. Moshhammer, A. Dorn, R. Dörner, L. Ph. H. Schmidt and H. Schmidt-Böcking

**Recoil-ion and electron momentum spectroscopy: reaction-microscopes**

Rep. Prog. Phys. 66 (2003) 1463-1545

M. Weckenbrock, A. Becker, A. Staudte, S. Kammer, M. Smolarski, V. R. Bhardwaj, D.M. Rayner, D.M. Villeneuve P. B. Corkum and R. Dörner

**Electron-Electron Momentum Exchange in Strong Field Double Ionization**

Physical Review Letters, 91 (2003) 123004

Th. Weber, M. Weckenbrock, M. Balser, L. Schmidt, O. Jagutzki, W. Arnold, O. Hohn, E. Arenholz, T. Young, T. Osipov, L. Foucar, A. De Fanis, R. Diez Muiño, H. Schmidt-Böcking, C.L. Cocke, M.H. Prior, R. Dörner

**Auger electron emission from fixed in space CO**

Phys. Rev. Lett. 90 (2003) 153003-1

B. Wiedemann, J.D. Meyer, H.Ch. Alt, H. Riemann

**Spark Source Mass Spectrometric Analysis of Low carbon contents in crystalline silicon**

Electrochemical Society Proceedings Vol.03 (2003) 83-87

B. Wiedemann, J.D. Meyer, H.Ch. Alt

**SSMS and CPAA in comparison to FTIR measurements of low carbon contents in single crystalline silicon**

submitted to Journal of Crystal Growth

H.E. Zschau, V. Gauthier, G. Schumacher,  
F. Dettenwanger, M. Schütze, H. Baumann, K. Bethge,  
M. Graham

**Investigation of the fluorine microalloying effect in  
the oxidation of TiAl at 900°C in air**

Oxid. Metals 59 (2003) 183.

**2004** (Stand April 2004)

C. Alt et al., (NA49 Coll.)

**Observation of an exotic  $S=-2$ ,  $Q=-2$  Baryon Reso-  
nance in Proton Proton Collisions at the CERN SPS**  
hep-ex/0310014, submitted to Phys. Rev. Lett.

M.M Aggarwal et al. (Phenix Coll.)

**Interferometry of Direct Photons in Central  $Pb^{208} +$   
 $Pb^{208}$  Collisions at 158 A GeV**

nucl.ex/0310022 submitted to Phys. Rev. Lett.

T. Anticic et al., (NA49 Coll.)

**Transverse Momentum Fluctuations in Nuclear  
Collisions at 158 A GeV**

hep-ex/0311009, submitted to Phys. Rev. C

T. Anticic et al., (NA49 Coll.)

**Lambda and Anti-Lambda Production in Central  
 $Pb+Pb$  Collisions at 40 A GeV, 80 A GeV and 158 A  
GeV.**

Nucl-ex/0311024, submitted to Phys. Rev. Lett.

A. Andronic et al. (ALICE)

**Energy Loss of Pions and Electrons of 1 to 6 GeV/c  
in Drift Chambers operated with Xe,  $Co_2$  (15%)  
physics/0310122**

Accepted for publication in Nucl. Instr. Meth. A

A. Andronic et al. (ALICE)

**Space Charge in Drift Chambers operated with Xe,  
 $CO_2$  (15%) Mixture**

physics/0402043, Accepted for publication in Nucl.  
Instr. Meth. A

D.R. Bell, G.R. Rossman, J. Maldener, D. Endisch,  
F. Rauch

**Hydroxide in kyanite: A quantitative determination  
of the absolute amount and calibration of the IR  
spectrum**

American Mineralogist, zur Veröffentlichung angenom-  
men

J.E. Ericson, O. Dersch, F. Rauch

**Quarz hydration dating**

Journal of Archaeological Research; Veröffentlichung  
angenommen

Marek Gazdzicki

**Energy scan program at the CERN SPS and an  
observation of the deconfinement phase transition in  
nucleus nucleus collisions**

e-Print Archive: hep-ph/0305176

J. Phys.G30(2004) 161-168

NA49 Collaboration

**Strangeness from 20-A-GeV to 158-A-GeV**

e-Print Archive: nucl-ex/0305017

J. Phys. G30 (2004) 119-128

STAR Collaboration

**Azimuthal anisotropy at the Relativistic Heavy Ion  
Collider: the first and fourth harmonics**

Phys. Rev. Lett. 92 (2004) 062301

e-Print Archives (nucl-ex/0310029)

STAR Collaboration

**Particle-type dependence of azimuthal anisotropy  
and nuclear modification of particle production in  
Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV**

Phys. Rev. Lett. 92 (2004) 052302

e-Print Archives (nucl-ex/0306007)

T. Jalowy, Th. Weber, R. Dörner, L. S. Farenzena,  
V.M. Collado, E. F. da Silveira, H. Schmidt-Böcking,  
K. O. Groeneveld

**Initial velocity of secondary ions from XY-TOF  
technique, simultaneous calibration by residual gas  
ionization**

Internat. Journal of Mass Spectrometry 231 (2004) 51

T. Jalowy, L. S. Farenzena, C. R. Ponciano,  
H. Schmidt-Böcking, E. F. da Silveira,  
K. O. Groeneveld

**High Energy Molecular Ion Emission from Solid  
Surfaces irradiated by MeV Projectiles**

Applied Surface Science (2004)

Th. Weber, A. Czasch, O. Jagutzky, A. Müller,  
V.Mergel, A. Kheifets, J. Feagin, E. Rotenberg,  
G. Meigs, M.H. Prior, S. Daveau, A. L. Landers,  
C. L. Cocke, T. Osipov, H. Schmidt-Böcking, R. Dörner

**Fully Differential Cross Section for Photo-Double-  
Ionization of  $D_2$**

Phys. Rev. Lett. Vol 92, Number 16 (2004)

Wiedemann, J. D. Meyer

**Massenspektroskopie an optischen Gläsern und  
Kristallen mit gepulster Nd: YAG-Laseranregung**

Verhandlungen der Deutschen Physikalischen  
Gesellschaft, 7/2004, 66

Electronic Publishing
-----------------------

I. González Caballero, F. Carminati, I. Hrivnácová,  
A. Morsch for the ALICE Collaboration  
**ALICE Experiment with GEANT 4**  
physics/0306025

C. Alt et al., (NA49 Coll.)  
**Observation of an exotic  $S=-2$ ,  $Q=-2$  Baryon Resonance in Proton Proton Collisions at the CERN SPS.**  
hep-ex/0310014

T. Anticic et al., (NA49 Coll.)  
**Transverse Momentum Fluctuations in Nuclear Collisions at 158 A GeV.**  
hep-ex/0311009

T. Anticic et al., (NA49 Coll.)  
**Lambda and Anti-Lambda Production in Central Pb+Pb Collisions at 40 A GeV, 80 A GeV and 158 A GeV.**  
Nucl-ex/0311024

A. Andronic et al.  
**Energy Loss of Pions and Electrons of 1 to 6 GeV/c in Drift Chambers operated with Xe,  $\text{CO}_2$  (15%)**  
physics/0310122

A. Andronic et al.  
**Space Charge in Drift Chambers operated with Xe,  $\text{CO}_2$  (15%) Mixture**  
physics/0402043

V. Lindenstruth, C. Loizides, D. Roehrich, B. Skaali,  
T. Steinbeck, R. Stock, H. Tilsner, K. Ullaland,  
A. Vestbo, T. Vik, for the ALICE Collaboration  
**Online Pattern Recognition for the ALICE High Level Trigger**  
physics/0307102

STAR Collaboration  
**Azimuthally sensitive HBT in Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV**  
e-Print Archives (nucl-ex/0312009)

STAR Collaboration  
**Production of Charged Pions and Hadrons in Au+Au Collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=130$  GeV**  
e-Print Archives (nucl-ex/0311017)

R. Stock  
**The Strangeness Signal in Hadron Production at Relativistic Energy**  
hep-ph/0312039

STAR Collaboration  
**Cross Sections and Transverse Single-Spin Asymmetries in Forward Neutral Pion Production from Proton Collisions at  $\sqrt{s} = 200$  GeV**  
e-Print Archives (hep-ex/0310058)

STAR Collaboration  
**Identified particle distributions in pp and Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=200$  GeV**  
e-Print Archives (nucl-ex/0310004)

STAR Collaboration  
**Pion, kaon, proton and anti-proton transverse momentum distributions from p+p and d+Au collisions at  $\sqrt{s_{nn}} = 200$  GeV**  
e-Print Archives (nucl-ex/0309012)

Star Collaboration  
**Event-by-Event (pt) fluctuations in Au-Au collisions at  $\sqrt{s_{nn}} = 130$  GeV**  
e-Print Archives (nucl-ex/0308033)

STAR Collaboration  
**Multi-strange baryon production in Au-Au collisions at  $\sqrt{s_{nn}} = 130$  GeV**  
e-Print Archives (nucl-ex/0307024)

STAR Collaboration  
 **$\rho$ -0 Production and Possible Modification in Au+Au and p+p Collisions at  $\sqrt{s_{nn}} = 200$  GeV**  
e-Print Archives (nucl-ex/0307023)



## Konferenzbeiträge und Vorträge

24. - 28. Jan. 2003, Moscow, International Conference „I. Ya. Pomeranchuk and physics at the turn of centuries“

K. Filimonov, STAR Collaboration, Invited Talk  
**Overview of results from the STAR experiment at RHIC**  
 hep-ex/0306056

26. Jan. - 2. Feb. 2003, XLI International Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio (Italy)

Christelle Roy, for the STAR Collaboration  
**STAR Results on Strangeness Production at RHIC energies**

2. - 12. Feb. 2003, 39 Winter School of Theoretical Physics, Ładek Zdrój, Poland

Marek Gazdzicki  
**„Foundations of Quark Gluon Plasma“, Search for the Onset of Deconfinement at Low SPS Energies**

8. - 15 Feb. 2003, 19th Winter Workshop on Nuclear Dynamics, Breckenridge, Colorado, USA

C. Markert (the STAR collaboration)  
**Resonance Production in Star**

J. S. Lange, Invited Talk  
**“B Physics at STAR”**  
 publ. in nucl-ex/0306005

25. Feb. 2003, Colloquium, University of Melbourne Melbourne, Australia

J. S. Lange, Invited Talk  
**„Heavy Quark Physics with Dileptons“**

8. - 15. März 2003, 19th Winter Workshop on Nuclear Dynamics, Breckenridge, Colorado, USA

Raimond Snellings, for the STAR Collaboration  
**Elliptic flow measurements from STAR**

T. S. Ullrich, for the STAR Collaboration  
**Characteristics of charged particle production in relativistic heavy-ion collisions**

24. - 28. März 2003, DPG Frühjahrstagung, Hannover

Thorsten Weber, Vortrag  
**Ein- und Zweielektronenemission in der Photoionisation von einfachen raumfesten Molekülen**

Achim Czasch, Vortrag  
**Doubly excited States in Helium: Angular resolved partial Cross-Sections**

Mirko Hattab  
**A 2  $\pi$  Spektrometer for Electron Coincidence Studies at surfaces**

Susanne Kammer, Matthias Weckenbrock, André Staudte1, Matthias Smolarski, Ravi Bhardwaj, David Villeneuve, Paul Corkum und Reinhard Dörner  
**Multiphotonionisation von Argon bei verschiedenen Laserintensitäten und -polarisationen**

A. Knapp, Th. Weber, A.L. Landers, S. Schössler, T. Jahnke, M. Schöffler, J. Nickles, S. Kammer, O. Jagutzki, L.Ph.H. Schmidt, T. Osipov, J. Rösch, M.H. Prior, H. Schmidt-Böcking, C.L. Cocke, J. Feagin und R. Dörner  
**Energy sharing and asymmetry parameters for photo double ionization of Helium 100 eV above threshold in single particle and Jacobi coordinates**

Markus Schöffler, J. Titze, L. Ph. H. Schmidt, O. Jagutzki, R. Dörner und H. Schmidt-Böcking  
**Transferionisation in schnellen Ion-Atom-Stößen**

Sven Schössler  
**Eine Mikro-Ionenquelle auf der Basis von Hochdruck-Gasentladungen**

Lothar Schmidt, Vortrag  
**Mechanismen der Transferionisation bei langsamen und schnellen  $\text{He}^{2+}$ -He - Stößen**

Uwe Spillmann, D. Banas, H. F. Beyer, A. Gumbiridze, C. Kozhuharov 1, T. Krings, X. Ma, A. Muthig Orsic1, D. Protic, T. Stöhlker und S. Tachenov  
**Entwicklung ortsauflösender planarer Germaniumdetektoren zur Spektroskopie hochenergetischer Röntgenstrahlung**

A. Staudte  
**Electron Diffraction in D2+ in Strong Laser Fields**

Thomas Stöhlker, Invited Talk  
**Relativistische Quantendynamik beim Einfang von Elektronen in hochgeladene Ionen**

Martin Trummel, L. Ph. H. Schmidt, O. Jagutzki, C. Wimmer, R. Dörner und H. Schmidt-Böcking  
**Orientierungseffekte beim dissoziativen Elektroneneinfang in HeH+- Molekülen**

B. Wiedemann, J. D. Meyer, H. Ch. Alt  
**SSMS assessment of carbon contents in silicon single crystals**

März 2003, DPG Talk, Tübingen

Constantin Loizides  
**Identifying 100 GeV Jets with ALICE HLT**

März 2003, Computing in High Energy and Nuclear Physics (CHEP03), La Jolla, Ca, USA

T. Anticic, J.P. Baud, F. Carena, W. Carena, M.Collignon, F. Collin, B.Couturier, R.Divia`, J.D. Durand, D. Favretto, J.M.Jouanigot, J. C.Marin, A.K.Mohanty, B. Panzer-Steidel, B.Polichtchouk, F.Rademakers, H.Renshall, K.Schossmaier, M.Schulz, P. Vande Vyvre, A.Vascotto  
 (for the ALICE collaboration)  
**Challenging the challenge: handling data in the Gigabit/s range**

R. Brun , A. Gheata , M. Gheata CERN, Geneva, Institute of Space Sciences, Bucharest For ALICE off-line collaboration  
**A Geometrical Modeller for HEP**

Piotr Krzysztof Skowronski (for ALICE Collaboration)  
**HBT-Analyzer - Particle Correlations Analysis Toolkit**

A. Rose (for the STAR Collaboration)  
**STAR Integrated Tracker**

Joachim Schambach (for the STAR Collaboration TOF Group)

**Proposed STAR Time of Flight Readout Electronics and DAQ**

12. - 17. März 2003, 7th International Conference on Strangeness in Quark Matter (SQM 2003), Atlantic Beach, North Carolina, USA

C. Alt (NA 49 Collab.)  
**Strangeness from 20 A GeV to 158 A GeV**

M. Gazdzicki  
**Energy Scan Program at the CERN SPS**

C. Hohne (NA49 Collab.)  
**System size dependence of strangeness production at 158-A-GEV**

Constantin Loizides  
 Online Pattern Recognition for the ALICE HLT

10. - 13. März 2003, 2nd French-German Crystal Growth Meeting, Nancy, France

B. Wiedemann, J. D. Meyer et H. Ch. Alt  
**Residual carbon contents in silicon crystals measured by SSMS**

März 2003 Tagung des Arbeitskreises Festkörperphysik der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, Dresden

H. Schmidt, W. Gruber, G. Borchardt, M. Bruns, M. Rudolphi, H. Baumann  
**Beweglichkeit und Defektwechselwirkung von Wasserstoff in amorphen Si3N4:H- Schichten**

22.3. - 26.3.2003, Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, München

B. Wiedemann, J.D. Meyer  
**Massenspektroskopie an optischen Gläsern und Kristallen mit gepulster Nd:YAG-Laseranregung**

28. April-2. Mai 2003, International Conference on Metallurgical Coatings and Thin Films, ICMCTF 2003, San Diego, USA

M. Rudolphi, H. Baumann, M. Bruns  
**Characterization of Si-C-N Films Prepared by Means of Combined RF Magnetron Sputtering and Ion Beam Synthesis.**

28. April - 2. Mai 2003, Meeting of the Electrochemical Society, Paris, France

H.-E. Zschau, M. Schütze, H. Baumann, K. Bethge  
**Ion Beam Analysis as a Tool for the Study of the Fluorine Microalloying Effect in the Oxidation of TiAl in Air**

Mai 2003, 4<sup>th</sup> International Symposium on LHC Physics and Detectors, Fermilab, USA

C. Blume for the ALICE Collaboration.  
**ALICE Physics Reach**  
 To appear in Springer EP Jdirect C

27. April - 2. Mai 2003, 203rd Meeting of The Electrochemical Society in Paris, France

B. Wiedemann, J. D. Meyer, H. Ch. Alt, H. Riemann  
**SSMS analysis of low carbon contents in crystalline silicon**

30. Mai - 8. Juni 2003, Crakow School of Theoretical Physics, „Fundamental Interactions“, Zakopane, Polen  
 Marek Gazdzicki, Invited lectures  
**Tracing Deconfinement in Nucleus-Nucleus Collisions**

4. - 7. Juni 2003, BRAHMS Collaboration Meeting, Krakow

M. Gadzicki, Invited Talk  
**Tracing Deconfinement in Nucleus-Nucleus Collisions**

Juni 2003, Institute of Physics, Swietokrzyska Academy, Kielce, Poland

Th. Stöhlker  
**Atomic Physics Experiments on High-Z Ions at Storage Ring**  
Juni 2003, CMS HI Meeting, Delphi  
 Constantin Loizides  
**The ALICE High Level Trigger**

9. - 13. Juni 2003, 4th Tropical Workshop on Particle Physics and Cosmology Cairns, Queensland, Australia

J. S. Lange, Invited Talk  
**Search for New States of Matter with the STAR Experiment at RHIC**  
 publ. in AIP Conf. Proc. 689 (2003) 113

7. - 8. Juli 2003, CBM Collaboration Meeting, GSI Darmstadt

M. Gazdzicki, Invited Talk  
**Tracing Deconfinement in Nucleus-Nucleus Collisions, Recent, Results from NA49**

8. - 12. Juli 2003, 7th International Conference on Nuclei in the Cosmos Fuji-Yoshida, Japan

J. S. Lange, Invited Talk,  
**Search for New States of Matter with the STAR Experiment at RHIC**  
 publ. in Nucl. Phys. A 718 (2003) 367c

15. Juli 2003, Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, USA

Th. Stöhlker  
**Atomic Physics at Strong Fields: Status and Perspectives of Atomic Physics Research at GSI**

21. - 24. Juli 2003, Confinement 2003 -Int. Conf. on Color Confinement and Hadrons in Quantum Chromodynamics Wako, Japan

J. S. Lange  
**Studying Parton Dynamics with the STAR Experiment**  
 to be publ. by World Scientific Publ.

20. - 25. Juli 2003, Gordon Research Conference on High Temperature Corrosion, New London, New Hampshire/USA

H.-E. Zschau, M. Schütze, H. Baumann, K. Bethge  
**Improvement of the Oxidation Resistance of TiAl using the Fluorine Microalloying Effect at 900°C in Air**

28. - 29. Juli 2003, XXIII ICPEAC, Stockholm, Sweden

Achim Czasch, Invited Talk  
**Doubly excited States in Helium: Angular resolved partial Cross-Sections**

A. Knapp, A. Kheifets, I. Bray, Th. Weber, A. L. Landers, S. Schössler, T. Jahnke, J. Nickles, S. Kammer, O. Jagutzki, L. Ph. H. Schmidt, T. Osipov, J. Rösch, M. H. Prior, H. Schmidt-Böcking, C. L. Cocke and R. Dörner  
**Mechanism of Photo Double ionization of Helium by 530 eV Photons**

A. Knapp, M. Walter, Th. Weber, A. L. Landers, S. Schössler, T. Jahnke, M. Schöber, J. Nickles, S. Kammer, O. Jagutzki, L. Ph. H. Schmidt, T. Osipov, J. Rösch, M. H. Prior, H. Schmidt-Böcking, C. L. Cocke, J. Feagin and R. Dörner  
**Energy sharing and asymmetry parameters for Photo double ionization of Helium 100 eV above hold in single particle and Jacoby coordinates**

T. Jahnke, Th. Weber, A. Landers, A. Knapp, S. Schöb-  
 ler, J. Nickles, S. Kammer, O. Jagutzki, L. Schmidt,  
 A. Czasch, T. Osipov, S.K. Semenov, N.A. Cherepkov,  
 J. Rösch, M. H. Prior, H. Schmidt-Böcking,  
 C. L. Cocke, and R. Dörner  
**K-shell ionization fixed-in-space with circularly polarized light**

Markus S. Schöffler, J. Titze, L. Ph. H. Schmidt,  
 O. Jagutzki, R. Dörner, H. Schmidt-Böcking  
**A new COLTRIMS apparatus for electrons up to 6 a.u. momentum**

L. Ph. Schmidt, Invited Talk  
**Fully differential study of transfer ionization processes - a view into correlated many particle dynamics**

Lothar Ph. H. Schmidt, M. Trummel, C. Wimmer,  
 O. Jagutzki, R. Dörner, H. Schmidt-Böcking  
**Dissociative charge transfer to HeH<sup>+</sup> and H<sup>2+</sup> Molecules**

Th. Stöhlker  
**Angular Correlation and Polarization Studies for Radiative Electron Capture into High-Z Ions**

30. Juli - 2. August 2003, International Symposium on (e,2e), double Photoionization and Related Topics, Königstein

Mirko Hattabaß, Invited Talk  
**Double Photo Electron Emission from Surfaces**

28. July - 1. August 2003, ICDS-22, Aarhus, Denmark

H.Ch. Alt, Y.V. Gomeniuk, G. Lenk, B. Wiedemann  
**GaAsN formation by implantation of nitrogen into GaAs studied by infrared spectroscopy**

Sep. 2003, ICIS 2003, Dubna, Russland

K. E. Stiebing, M. S. Kaiser, J. D. Meyer, L. Schmidt, H. Schmidt-Böcking, O. Strelakowski, V. Alexandrov, A. Kayukov, M. Koryevkina und G. Shirkov  
**A profile-/emittance monitor at the Frankfurt 14GHz ECRIS**

L. Schachter, S. Dobrescu, K. E. Stiebing und J.D. Meyer  
**On the physics of metal-dielectric structures in ECR ion sources**

Sep. 2003, ALICE Week, Heidelberg

Constatin Loizides  
**High Level Trigger Status Report**

Sep. 2003, NATO Advances Study Institute „Structure and Dynamics of Elementary Matter“, Kemer, Turkey

C. Blume for the NA49 Experiment.  
**Recent Results from the NA49 Experiment**  
 To appear in Kluwer Academic Publisher



5 - 11. Sept. 003, XXXIII International Symposium on Multiparticle Dynamics, Krakow, Poland

Marek Gazdzicki, Invited Talk  
**Observation of Deconfinement Phase Transition in Nucleus-Nucleus Collisions**

1.-5. Sep. 2003, V Latinamerican Symposium on Nuclear Physics, Santos, Brasil

J. S. Lange,  
**Indication of New Physics in  $B \rightarrow \Phi K_s$  Decays at the BELLE Experiment**  
 to be publ. in Braz. Jour. Phys.

7. - 10. Sep. 2003, Schloß Ringberg, Tegernsee, Coincidence Studies on Surfaces, Thin Films and Nanostructures

Mirko Hattas, Invited Talk  
**„Double Photo Electron Emission from Surfaces“**

10. Sep.2003, Colloquium, University of Delaware Delaware, USA

J. S. Lange, Invited Talk,  
**„Search for New QCD Phenomena at the STAR Experiment at RHIC“**

9. - 13. Sep. 2003, Science and Application, Zakopane, Polen

H.-E. Zschau, M. Schütze, H. Baumann, K. Bethge  
**Investigation of the Mechanism of the Fluorine Microalloying Effect at the Oxidation of TiAl using Nuclear Physics Methods**

16. - 24. Sept. 2004, 25th Course, Heavy Ion Reactions from Nuclear to Quark Matter, Erice, Sicily, Italy

Marek Gazdzicki, Invited Talk  
**Tracing deconfinement in Nucleus-Nucleus Collisions at SPS, International School of Nuclear Physics**

Sept. 17. - 20 Sept. 2003 Fermilab

Spencer Klein, for the STAR Collaboration  
**Small-x and Diffraction 2003**  
**Ultra-Peripheral Collisions with STAR at RHIC**

22. - 24. Sep..2003, 12. Tagung Festkörperanalytik, FKA 12 Wien, Österreich

M. Rudolphi, H. Baumann, M. Bruns  
**Mikroanalytische Charakterisierung von dünnen Si-C-N-Schichten hergestellt durch kombinierten Einsatz von HF-Magnetronspattern und Ionenstrahlsynthese.**

H. Schmidt, G. Borchardt, M. Rudolphi, H. Baumann, M. Bruns  
**Isotopenreine Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>-Mehrschichtsysteme zur Analytik von Diffusionsprozessen**

9 - 10. Oktober 2003, Workshop on Phase Transitions in Nuclear Collisions Nils Bohr Institute, Copenhagen, Denmark

Marek Gazdzicki, Invited Talk  
**Tracing deconfinement in Nucleus-Nucleus Collisions**

11. - 16. Oktober 2003 High Field Short Wavelength - HFSW 10, Biarritz, Frankreich

A. Staudte  
**Electron Diffraction in D<sub>2</sub><sup>+</sup> in Strong Laser Fields**

Nov 2003, Heavy Ion Forum,

Constantin Loizides  
**CERN, High Level Trigger for Jet Physics in ALICE**

2. - 7. Nov. 2003, AVS 50th International Symposium, Baltimore, USA

M. Bruns, U. Geckle, E. Nold, M. Rudolphi, H. Baumann  
**Combined RF Magnetron Sputtering and Ion Implantation for the Synthesis of Si-C-N Thin Films**

17. - 19. Nov. 2003, OMEG03 -Int. Symposium on Origin of Matter and Evolution of the Galaxies RIKEN, Wako, Saitama, Japan

J. S. Lange, -  
**„A Comparison between an Ultra-Relativistic Au+Au Collision and the Primordial Universe“**  
hep-ph/0403104, to be publ. by World Scientific Publ.

26. -27. Nov. 2003, Super-B Meson Factory DAQ/Trigger Workshop Nara Womens' University, Nara, Japan

J. S. Lange,  
**Experiences from the STAR DAQ and trigger system**

24. - 29. Nov. 2003, The 8th International Conference on Clustering Aspects of Nuclear Structure and Dynamics Nara, Japan

J. S. Lange, C. Struck,  
**„Anti-d and Anti-He Production in Au+Au Collisions at RHIC“**  
nucl-ex/0403008, to be publ. in Nucl. Phys. A

6. Dez. 2003 Atomic Physics ,MPI in Dresden  
Achim Czasch  
**Doubly excited States in Helium: Angular resolved partial Cross-Sections**

18. Dez. 2003, FZ-Jülich, IKP-Seminar  
Thomas Stöhlker  
**Präzisionsexperimente an hochgeladenen Schwerionen mit orts-empfindlichen Germanium-Detektoren**

## Dissertationen

### **Adler, Clemens**

Der STAR Level-3 Trigger

IKF-D748

Mag-D 748

### **Flierl, Dominik**

Two pion correlations at the STAR experiment

### **Gumberidze, Alexander**

Experimental Studies of the Ground State QED Corrections in H- and He- like Uranium

### **Lippmann, Christian**

Detector Physics of Resistive Plate Chambers

### **Nickles, Jürgen**

Energie-, orts und zeitauflösender Nachweis hochenergetischer Photonen für medizinische und physikalische Anwendungen - Xenon-Zeit-Projektions-Kammer mit Photonendetektor und entkoppelter Ortsauslese

### **Struck, Christian**

Antinuclei Production in Central Au-Au Collisions at RHIC

### **Weber, Thorsten**

Untersuchung der verschränkten Bewegung freier Elektronenpaare emittiert aus Ein- und Zweizentren Coulomb-Potentialen in Photoabsorptionsprozessen  
IKF-D754  
Mag-D754

## Diplomarbeiten

### **Foucar, Lutz**

Ionisation und Anregung von Wasserstoff- und Deuteriummolekülen mit Synchrotronstrahlung

IKF-D755

Mag-D755

### **Kammer, Susanne**

Nichtsequentielle Doppelionisation von Argon in starken Laserfeldern - Eine Untersuchung des Rückstreuprozesses

### **Meurer, Christine**

$X^-$  und  $X^+$ -Produktion in Pb+Pb Stößen bei 40 A GeV am CERN SPS

### **Pachmayer, Yvonne**

Eichung der HADES Driftkammern mittels Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung

IKF-D752

Mag-D752

### **Zaranek, Jacek**

Ladungsfluktationen in ultrarealistischen Blei-Blei-Stößen bei 30, 40, 80 und 160 A GeV

## Personalia

### Professoren:

Dr. R. Dörner  
(Geschäftsführender Direktor seit 1.10.2003)

Dr. C. Blume (Junior Prof.)  
Dr. W. Henning,  
Dr. H. Schmidt-Böcking  
Dr. Dr. h.c. R. Stock,  
Dr. H. Ströbele  
(Geschäftsführender Direktor bis 30.9.2003)  
Dr. K. Bethge (emeritiert),  
Dr. Th. Elze (pensioniert seit 30.9.2003)  
Dr. Dr. h.c. K.O. Groeneveld (pensioniert),  
Dr. U. Lynen (pensioniert seit 31.3.2003)  
Dr. F. Rauch (pensioniert),  
Dr. K. Stelzer (pensioniert),  
Dr. E. Schopper (emeritiert)

### Honorarprofessoren und APL-Professoren

Dr. H. Bokemeyer, Dr. S. Hagmann,  
Dr. J. Harris (Humboldt-Preisträger) Dr. E. Krimmel,  
Dr. A. Sandoval, Dr. W. Schüle

### Privatdozenten

Dr. R. Schmidt, Dr. T. Stöhlker, Dr. J. Stroth,  
Dr. P. Senger, Dr. W. Trautmann, Dr. H. J. Wollersheim

### Wissenschaftliche Mitarbeiter

Dr. H. Baumann, L. Betev (CERN), P. Buncic (CERN),  
Dr. R. Grisenti, Dr. M. Gazdzicki,  
Dr. H. Kreyling, Dr. S. Lange (BNL), Dr. J. D. Meyer,  
Dr. C. Müntz, E. Palit, Dr. R. Renfordt, Dr. L. Schmidt,  
Dr. K. E. Stiebing, Y. Wang, Dr. B. Wiedemann

### Doktoranden

C. Adler, J. Berger, R. Bramm, A. Czasch, T. Dietel,  
P. Dinkelaker, D. Flierl, A. Gumberidze, M. Hattaß,  
T. Jahnke, M. Kaesz, A. Knapp, Th. Kolleger, I. Kraus,  
Ch. Lippmann, C. Loizides, J. Markert, A. Mischke,  
J. Nickles, M. Nofal, Y. Pachmeyer, M. Ploskon,  
A. Richard, K. Rosenkranz, M. Rudolphi, M. Schöffler,  
S. Schlössler, F. Segner, S.A. Richard, Sengupta,  
A. Staudte, U. Spillmann, Ch. Struck, M. Sudol,  
K. Ullmann-Pfleger, B. Wagner, Th. Weber,  
M. Weckenbrock, A. Wetzler, J. Wüstenfeld

### Diplomanden

C. Alt, M. Balser, K. Cole, J. L. Foucar, S. Kammer,  
M. Kliemant, K. Kreidi, S. Kniege, G. Laczko,  
C. Meurer, M. Mitrovski, M. Odenweller, A. Persaud,  
J. Rösch, R. Schriel, T. Schuck, S. Schwientek,  
M. Smolarski, U. Spillmann, J. Titze, M. Trummel,  
B. Ullrich, M. Voss, J. Wallenwein, J. Wiechula,  
Chr. Wimmer, J. Zaranek

### Techn. Personal Beschleuniger

W. R. Baumgarten, W. Dilfer, K. Schneider, P. Ziel

### Techn. Personal Elektronikabteilung

N. Bialas, E. Köhler, W. Meuter, R. Rüschmann,  
E. Schübler, M. Urban

### Techn. Mitarbeiter

W. Amend, J. Berschin, E. Billig, S. Bloching,  
C. Freudenberger, J. Hehner (GSI), H. Hinke, M. Petri,  
H. Rheinfels-Immans, E. Schwab (GSI)

### Verwaltungspersonal

Dr. P. Eschenbrenner, M. Frey, C. Kazamias, U. Köpf,  
M. Lang, M. Piscevic, K. Rotter, J. Scheikowski,  
P. Seyler-Dielmann

### Werkstättenpersonal

H. Düring, S. Engel, W. Gass, S. Geis, B. Hoebelt,  
J. Kölichhaus, S. Pohlmann, Th. Schwab, W. Theisinger,  
E. Zanger (bis 30.9.2003)

### Auszubildende

B. Chakalamattath (Prüfung Juni2003), M. Lantschner

### Reinigungspersonal

A. Anastassiadis, (bis April 2003) Z. Mündel (bis  
5.2003),  
M. Reinhard

### Preisträger und Ehrungen

**Dr. Clemens Adler** erhielt für die beste Doktorarbeit  
am 27.6.2003 den Gernot und Carin Frank-Preis  
des Frankfurter Fördervereins für Physikalische  
Grundlagenforschung.

Der Philipp-Siedler-Wissenschaftspreis 2003  
des Physikalischen Vereins, wurde jeweils an **Sven  
Schössler** und **Jacek Zaranek** für ihre hervorragenden  
Diplomarbeiten verliehen.



**Mitarbeit in Gremien**

(innerhalb und außerhalb der Universität)

**Prof. em. Dr. K. Bethge**

Vorsitzender des Preisrichtergremiums des Philipp Siedler Preises des Physikalischen Vereins Frankfurt/M  
Advisory Committee ECAART  
Mitglied des Kuratoriums IOM, Leipzig  
Mitglied des wiss. Berates des Institut für Oberflächen und Schichtanalytik GmbH, Kaiserslautern

**Prof. Dr. R. Dörner**

Int. Advisory Board ICPEAC  
Int. Advisory Board: International Symposium on (e,2e), Double photoionization and related topics  
Int. Advisory Board: International Conference on electron and photon impact ionisation and related topics  
User Selection Panel ISA, Aarhus, Dänemark

**Dr. Lothar Schmidt**

Mitglied der Kommission 1822-Universitätspreis  
Senatskommision Wissenschaftlicher Nachwuchs

**Prof. Dr. H. Schmidt-Böcking**

Dekan des Fachbereichs Physik  
Vorsitzender des Fachausschusses Atomphysik in der DPG  
Mitglied des Vorstandes der DPG  
Vorsitzender der Forschungsbeirates Synchrotron strahlung von DESY, Hamburg  
Mitglied im Preiskomitee: Eckart-Koch-Preis/BESSY Berlin  
Aufsichtsrat der Innovectis GmbH der Universität Frankfurt am Main  
Mitglied im Benutzerausschuß des HMI-Berlin  
Mitarbeit in Scientific Committees verschiedener Internat. Konferenzen.

**Dr. Kurt Stiebing**

Senat, Fachbereichsrat, Grundordnungskommission  
Jurymitglied im Landeswettbewerb „Jugend forscht“

**Prof. Dr. Dr. h.c. R. Stock**

Vorsitzender des Wiss. Rates der GSI  
International Advisory Board Quark Matter  
Ausschuss des Otto-Hahn-Preises Stadt Frankfurt/M

**PD Dr. J. Stroth**

Mitglied des Wissenschaftlichen Ausschusses der GSI  
Mitglied der „Working Group Long Range Plan 2003“ der NuPECC, Mitglied der „Proposal Writing Group Compresses Baryonic Matter“ für das Zukunftsprojekt der GSI

**Gutachtertätigkeit**

(außerhalb der Universität)

**Prof. Dr. R. Dörner**

Deutsche Forschungsgemeinschaft, DFG

**Prof. Dr. H. Schmidt-Böcking**

Deutsche Forschungsgemeinschaft

**PD r. Th. Stöhlker**

NuPEEC working group on Atomic Physics and Material Science

**Referee bei Zeitschriften****Prof. Christoph Blume**

Phys. Rev. Lett., European Journal of Physics C  
Journal of Physics G

**Prof. Dr. R. Dörner**

Europ. J. Phys., J. Phys. B, Phys. Rev. Lett.

**Prof. Dr. M. Gazdzicki**

Phys. Lett, Phys. Rev. Lett., Phys. Rev, Nucl. Phys.,  
Journal of Phys.

**Prof. Dr. H. Schmidt-Böcking**

Phys. Rev. Lett., Phys. Rev. A, J. Phys. B.

**Prof. Dr. Dr. h.c. R. Stock**

Phys. Lett, Phys. Rev. Lett., Phys. Rev.

**PD Dr. Th. Stöhlker**

Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B, Hyperfine Interactions, Phys. Lett. A, Phys. Rev.Lett.

**Prof. Dr. H. Ströbele**

Phys. Lett., Phys. Rev. Lett., Phys. Rev, Nucl. Phys. A,  
Eur. Phys. J.

**PD Dr. J. Stroth**

Phys. Rev. Lett., Nucl. Phys. A

**Mitarbeit als Co-Editor von Zeitschriften**

**Prof. Dr. Dr. h.c. R. Stock:** Phys. Rev. C

**Prof. Dr. H. Schmidt-Böcking :** J. Phys. B

## Tagungsorganisation

**Prof. Dr. H. Schmidt-Böcking**

International Symposium on (e<sub>2</sub>e), Double Photoionization and Related Topics,

Vom 30.7. bis 2.8.2003 fand im Kommunikations- und Trainings-Center Königstein KTC die internationale Tagung „International Symposium on (e<sub>2</sub>e), Double Photoionization and Related Topics“ statt. 73 Teilnehmer (plus 11 Doktoranden) aus fast allen Ländern der Erde waren nach Königstein gekommen und von dem Konferenzort begeistert. Unterstützt durch die hervorragenden Konferenzort-Bedingungen boten sich einmalige Möglichkeiten für viele wissenschaftliche Diskussionen in kleinen Gruppen. Das wissenschaftliche Tagungsprogramm, gab fast ausnahmslos Vorträge von hoher Aktualität und hoher wissenschaftlicher Qualität. Im Impulsraum vollständige Vielteilchenfragmentationswirkungsquerschnitte wurden in Vorträgen und zahlreichen Posterbeiträgen in großer Zahl präsentiert. Völlig neue Einblicke in die Vielteilchendynamik konnten vorgestellt werden. Das Gebiet von Mehrteilchenreaktionen in atomaren und molekularen Systemen hat dank revolutionisierender Experimentiertechniken eine Renaissance erfahren, die neue Perspektiven für die Atomphysik schlechthin eröffnet. Diese optimistische Einstellung war auf der Tagung zu spüren. Die Theorie ist gezwungen, neue Methoden zur dynamischen Vielteilchenfragmentierung zu entwickeln. Vergleiche von Rechnungen im Ortsraum und im Impulsraum zeigten an identischen Systemen, dass bisherige Berechnungen divergieren. Die bisher benutzten Modelle und Näherungsverfahren müssen entscheidend verbessert werden. Hier bleibt für die Zukunft noch viel zu tun. Wir möchten der Deutschen Forschungsgemeinschaft herzlich danken, die diese Tagung unbürokratisch und großzügig unterstützt hat.



## Forschungsaufenthalte, Konferenzteilnahmen

### **Prof. Dr. Christof Blume**

22.9. - 2.10.2003, NATO advanced study Institut, Structure and Dynamics of elementary matter, Kemer, Türkei

### **Achim Czasch**

28. - 29. July 2003, XXIII ICPEAC, Stockholm, Sweden

Dezember 2003, Atomic Physics, MPI in Dresden

24. - 28.3.2003, DPG-Tagung in Hannover

### **Prof. Dr. Reinhard Dörner**

5. - 30.3.2003, Experiment an Advanced Light Source Lawrence Berkeley National Laboratory Berkeley, USA

30.6 - 5.7.2003, ICES Conference Uppsala Schweden

27 - 30.8. 2003, Laser Physics Conference Hamburg

7. - 11.9. 2003, Coincidence Spectroscopy Tagung Schloß Ringberg

21. - 27.7. 2003, Gordon Conference on Photoionization Oxford, England

18. - 23.11.2003, Attosecond Physics Workshop, ITAMP Harvard, USA

### **Prof. Dr. Marek Gazdzicki**

2. - 12. 2. 2003, Ładź Zdrój, Poland, 39 Winter School of Theoretical Physics,

11.3. - 17.3.2003, SQM 2003, Atlantic Beach, USA

30. 5. - 8. 6 2003, School of Theoretical Physics, „Fundamental Interactions“, Zakopane, Polen

5 - 11.9.2003, XXXIII International Symposium on Multiparticle Dynamics, Krakow, Poland

16. - 24. 9. 2003, 25th Course, Heavy Ion Reactions from Nuclear to Quark Matter, Erice, Sicily, Italy

### **Alexandra Knapp**

November 2003, Bessy II, Berlin, Strahlzeit

### **Till Jahnke**

März 2003 ALS, Berkeley

Mai 2003 BESSY II, Berlin

Oktober 2003 DESY/HASYLAB, Hamburg

November BESSY II, Berlin

### **Dr. Ottmar Jagutzki**

20.2. - 28.2.2003, ALS, LBL Berkeley

22.9 - 25.9. 2003, Gordon Konferenz in Oxford, UK

### **Constantin Loizides**

11.3. - 17.3.2003, SQM 2003, Atlantic Beach, USA

Mai 2003, Realtime Conference, Montrea; Canada

1.4.-30.9.2003, Marie Curie Fellowship, Physik Dep. Uni Bergen, Norwegen

2. -7.12. 2003, HADES Kollaborationstreffen in Catania, Italien

### **Dr. Lothar Schmidt**

24.-28.3.2003, DPG-Tagung in Hannover

28. - 29. 7. 2003, XXIII ICPEAC, Stockholm, Sweden

### **Prof. Dr. Horst Schmidt-Böcking**

4.1 - 13.1.2003, Natl.Univ.Canberra/Australien, DAAD-Forschungskooperation

16.2. - 19.2. 2003, Tagung Atomare Stöße, Riezler

8.3. - 13.3.2003, LBNL Berkeley; ALS Strahlzeit

4.6. - 10.6.2003 Durham/NC Internat. Tagung Few Body Systems

28. - 29. 7. 2003, XXIII ICPEAC, Stockholm, Sweden

28.8. -1.9.2003, ILBNL Berkeley; ALS Strahlzeit

24.10.- 31.10.2003, Internat. Tagung Radiation Physics, Kapstadt/Südafrika

27.11. - 1.12.2003, LBNL Berkeley; ALS Strahlzeit

**Sven Schössler**

2.1. - 7.1.2003, DESY/HASYLAB, Hamburg  
 Mai 2003 BESSY II, Berlin  
 Oktober 2003 DESY/HASYLAB, Hamburg  
 November BESSY II, Berlin

**André Staudte**

20.1. - 1.2.2003, Forschungsaufenthalt, National Research Council of Canada, Ottawa  
 10.8. - 1.9.2003, Forschungsaufenthalt, National Research Council of Canada, Ottawa  
 11.10. - 16.10.2003, Konferenz „High Field Short wavelenght-HFSW10, Biarritz, Frankreich

**Dr. Thomas Stöhlker**

Juni 2003, Institute of Physics, Swietokrzyska Academy, Kielce, Poland  
 15. 7. 2003, Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, USA  
 28. - 29. 7. 2003, XXIII ICPEAC, Stockholm, Sweden

**Dr. Kurt Stiebing**

21.7.- 2.8. 2003, Experimente an der supraleitenden EZR-Ionenquelle SERSE des, Laboratori Nazionali del Sud, Catania, Sizilien, Italien  
 3. - 17.9. 2003, JINR Dubna (Moskau), Russland  
 8. - 13.9. 2003, International Conference on Ion Sources (ICIS03), Dubna(Moskau), Russland

**Prof. Dr. Dr. h.c. Reinhard Stock**

11.3. - 17.3.2003, SQM 2003, Atlantic Beach, USA  
 30.6.2003, Kolloquium in Freiburg  
 16. - 23.8.2003 Berkeley, USA  
 27. - 28.11.2003, Hagedorn Symposium CERN, Genf ,Schweiz  
 22.9. - 2.10.2003, NATO advanced study Institut, Structure and Dynamics of elementary matter, Kemer, Türkei

**Prof. Dr. Herbert Ströbele**

11.3. - 17.3.2003, SQM 2003, Atlantic Beach, USA  
 2. - 7.12. HADES Kollaborationstreffen in Catania, Italien

**Prof. Dr. Friedel Rauch**

26.-28. 3.2003, Jahrestagung der Deutschen Glastechnischen Gesellschaft, Leipzig  
 22.-24. 9. 2003 12. Tagung Festkörperanalytik, Wien

**Dr. Reiner Renfordt**

22.9.-2.10.2003, NATO advanced study Institut, Structure and Dynamics of elementary matter, Kemer, Türkei

**Mario Rudolphi**

28.4.-2.5.2003, International Conference on Metallurgical Coatings and Thin Films, ICMCTF, San Diego, USA  
 22.9.-24.9.2003, 12. Tagung Festkörperanalytik, FKA 12, Wien, Österreich

**Dr. Bernhard Wiedemann**

10.3.-13.3.2003, 2<sup>nd</sup> French-German Crystal Growth Meeting  
 24.3.-28.3.2003, Spring-Meeting of the Physical Society , Hannover  
 27.4.-2.5.2003, 203<sup>rd</sup> Meeting of The Electrochemical Society in Paris, France  
 19.9.2003, Projekttreffen FTIR und SSMS Charakterisierung von Siemens Process Silicium, Meran, Italien

<b>Gäste am IKF</b>
---------------------

**Dr. Feras Afaneh**, Physics Department, Hashemite University, Jordanien, 7-8.2003

**Dr. Vladimir Alexandrov**, JINR, Dubna (Moskau), Russland, 19.5.2003 - 30.5.2003

**Prof. Yurii N. Demkov**, State University Stary Petershof, St. Petersburg, Russland, 4.-12. 2003

**Dr. F. Ditroi**, ATOMKI, Debrecen, Ungarn, 12.11-2.12.2003

**Dr. Serban Dobrescu**, NIPNE-HH, Bukarest, Rumänien, 28.2.2003-28.3.2003

**Prof. Mark Gorenstein** , Kiew, Ukraine, 9. - 13. 12. 2003

**Alexej Kayukov**

JINR, Dubna (Moskau), Russland, 26.2.2003 - 12.3.2003, 17.11.2003 - 5.12.2003

**Robert Korus** , AS, Kielce, Polen, 23. - 27. 6. 2003 und 21. - 30.7.2003

**Dr. Andreas Markwitz**

Rafter research Center, Institute of Geological and Nuclear Sciences, Lower Hutt, Neuseeland, July 2003

**Prof Stanislaw Mrowczynski** , Warschau, Polen, 9. - 13. 12. 2003

**Prof. Raimund Snellings**, Amsterdam, Niederlande, 13.-14. 11.2003

**Prof. Rob Pisarski**, Brookhaven, USA , 9. - 13. 12. 2003

**Dr. Leo Schächter**, NIPNE-HH, Bukarest, Rumänien, 28.2.2003 - 28.3.2003

**Dr. Oleg Strekalovsky**, JINR, Dubna (Moskau), Russland, 19.5.2003 - 30.5.2003



## IKF Kooperationen 2003



### Europa:

Aarhus Universitet, Aarhus (Dänemark)  
 University of Copenhagen, Kopenhagen (Dänemark)  
 Fachhochschule München, München (Deutschland)  
 Freiburger Compound Materials, Freiberg (Deutschland)  
 Forschungszentrum Roßendorf, Dresden (Deutschland)  
 GSI, Darmstadt (Deutschland)  
 Hahn Meitner Institut, Berlin (Deutschland)  
 Heraeus, Hanau (Deutschland)  
 Infineon Technologies, München (Deutschland)  
 Institut für Kristallzüchtung, Berlin (Deutschland)  
 Johannes -Gutenberg-Universität, Mainz (Deutschland)  
 KFZ, Jülich (Deutschland)  
 Ludwig-Maximilians Universität, München (Deutschland)  
 Max Planck Institut, Heidelberg (Deutschland)  
 Ruhr Universität, Bochum (Deutschland)  
 Technische Universität, Dresden (Deutschland)  
 Technische Universität, Braunschweig (Deutschland)  
 Universität Bielefeld, Bielefeld (Deutschland)  
 Universität Erlangen-Nürnberg (Deutschland)  
 Universität Regensburg, Regensburg (Deutschland)  
 Wacker- Chemie, Burghausen (Deutschland)  
 Zentrum für Werkstoffwissenschaften, Göttingen (Deutschland)  
 Cedex, Straßburg (Frankreich)  
 CIRIL, Caen (Frankreich)  
 Aristoteles-University, Thessaloniki (Griechenland)  
 University of Crete, Heraklion (Griechenland)  
 University of Sussex, Brighton (Groß Britanien)  
 Università degli study di Bologna, Bologna (Italien)  
 FOM, Amsterdam (Niederlande)  
 JINR Dubna, Moskau (Rußland)  
 PNPI, St. Petersburg (Rußland)  
 Nucl. Inst. of Phy. and Nucl. Engin., Bukarest (Rumänien)  
 University of Stockholm (Schweden)  
 CERN (Schweiz)  
 Hungarian Academy of Sciences, Debrecen (Ungarn)

### Amerika:

Centro Atomico, Bariloche (Argentinien)  
 PUC, Rio de Janeiro (Brasilien)  
 NRC, Ottawa, Canada  
 Brookhaven National Laboratory, New York (USA)  
 California State University, Fullerton (USA)  
 Department of Energy, Washington (USA)  
 Dep. of Physics and Astronomy, Atlanta (USA)  
 Kansas State University, Kansas (USA)  
 L. Berkeley National Lab., Berkeley (USA)  
 North Texas-University, Denton (USA)  
 Texas A&M University (USA)  
 Tulane University, New Orleans (USA)  
 University of Connecticut, Storrs (USA)  
 University of Missouri, Rolla (USA)

### Asien:

Technion, Haifa (Israel)  
 Photon Factory, Tsukuba (Japan)  
 RIKEN, Tokio (Japan)  
 Spring 8, Senday (Japan)  
 Tohoku University, Sendai (Japan)  
 University of Taiwan, Taipeh (Taiwan)

### Australien:

Res. School of Sc. and Eng., Canberra (Australien)  
 Geological & Nuclear Sciences (Neuseeland)

etc .....

**ALICE** (A Large Ion Collider Experiment am CERN)

Institut für Kernphysik, Frankfurt am Main, Germany  
 (R. Bramm, M. Gazdzicki, K. Loizides, R. Renfordt, R. Stock)  
 Univ. del Piemonte, Italy  
 Aligarh Muslim University, Aligarh, India  
 Nuclear Physics Section, Amsterdam, Netherlands  
 NRCPS, Athens, Greece  
 University of Athens Panepistimioupolis, Athens, Greece  
 Politecnico di Bari, Bari, Italy  
 Università degli Studi di Bari, Bari, Italy  
 Chinese Academy of Sciences Beijing, China  
 Institute of Physics, Bhubaneswar, India  
 Università degli Studi di Bologna, Bologna, Italy  
 University of Birmingham, Birmingham, United Kingdom  
 Comenius University Mlynská dolina, Bratislava, Slovakia  
 National Institute for Physics and Nuclear Engineering  
 Bucuresti-Magurele, Romania  
 Hungarian Academy of Science KFKI Research Institute for  
 Particle and Nuclear Physics, Budapest, Hungary  
 Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Cagliari, Italy  
 Saha Institute of Nuclear Physics Sector 1, Calcutta, India  
 Department of Atomic Energy (DAE) Variable Energy  
 Cyclotron Centre (VECC) Bidhan Nagar, Calcutta, India  
 Università di Catania, Catania, Italy  
 CERN, Genève, Switzerland  
 Panjab University Chandigarh (Mandir), India  
 Université Blaise Pascal de Clermont-Ferrand, France  
 Universidade de Coimbra, Coimbra, Portugal  
 Ohio State University, Columbus, Oh, USA  
 Niels Bohr Institute, København, Denmark  
 GSI, Darmstadt, Germany  
 Technische Universität Darmstadt, Darmstadt, Germany  
 Joint Institute for Nuclear Research (JINR) Dubna RCANP  
 Research Center for Applied Nucl. Physics, Dubna, Russia  
 Petersburg Nuclear Physics Institute (PNPI), Gatchina (St.  
 Petersburg), Russia  
 Ruprecht-Karls-Universität, Heidelberg, Germany  
 University of Ioánnina Panepistimioupoli, Ioánnina, Greece  
 University of Rajasthan Jaipur (Rajasthan), India  
 University of Jammu Jammu, India  
 University of Jyväskylä, Jyväskylä, Finland  
 Kangnung National Uni. San1 chibyon-Dong, Rep. of Korea  
 Ukrainian Academy of Sciences, Kharkiv, Ukraine  
 Scientific Res. Techn. Institute of Inst. Eng. Kharkiv,  
 Ukraine  
 Ukrainian Academy of Sciences, International Centre of  
 Physics, Bogolyubov Inst. Slovak Academy of Sciences,  
 Institute of Experimental Physics, Kosice, Slovakia  
 Henryk Niewodniczanski Inst. of Nucl. Phys., Kraków,  
 Poland  
 I.V. Kurchatov Institute of Atomic Energy, Moskva, Russia  
 Ecole Polytechn. Féd. Lausanne, Lausanne, Switzerland  
 Inst. Naz. di Fisica Nucl. Lab. Naz. di Legnaro, Legnaro,  
 Italy  
 Inst. Superior Técnico Avenida Rovisco Pais, Lisboa,  
 Portugal  
 University of Lund, Lund, Sweden  
 Université Claude Bernard Lyon-I, Institut de Physique  
 Nucléaire de Lyon (IPNL), Villeurbanne Cedex, France

Philipps-Universität Marburg, Germany  
 Centro de Investigación y de Estudios Ava. del IPN, Mexico  
 INR, Moskow, Russia  
 ITEP, Moskow, Russia  
 MePhI, Moskow, Russia  
 Westfälische Wilhelms-Universität Münster, Germany  
 SUBATECH, Nantes, France  
 Budker Institute for Nuclear Physics (INP), Novosibirsk,  
 Russia  
 Oak Ridge National Laboratory (ORNL), Oak Ridge, Tn,  
 United States of America  
 Université de Paris, (IPN), Orsay Cedex, France  
 University of Oslo, Norway  
 Università degli Studi di Padova, Italy  
 Pohang University of Science and Technology, Department  
 of Physics, Pohang Accelerator Laboratory, Pohang  
 (Kyongsangbuk-Do), Rep. of Korea  
 Academy of Sci. of the Czech Republic, Praha, Czech  
 Republic  
 Ministry of the Russian Federation for Atomic Energy, Inst.  
 for High Energy Physics IHEP, Protvino, Moscow Region,  
 Russia  
 Academy of Sciences of the Czech Rep. Czech Republic  
 Università di Roma I, „La Sapienza“, Roma, Italy  
 Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay (CEN) France  
 Università degli Studi di Salerno, Salerno, Italy  
 Russian Fed. Nucl. Center VNIIEF pr. Mira, Sarov, Russia  
 Academia Sinica, Shanghai, China  
 Mendeleev Inst. f. Metrology, St. Petersburg, Russia  
 Université Louis Pasteur, Institut National de Physique  
 Institut de Recherches Subatomiques, Strasbourg, France  
 Georgian Acad. of Sciences, Inst. of Phys, Tbilisi, Georgia  
 Tbilisi State University, Tbilisi, Georgia  
 Università degli Studi di Torino, Torino, Italy  
 Università degli Studi di Trieste, Trieste, Italy  
 Rijksuniversiteit Utrecht, Utrecht, Netherlands  
 Soltan Institute for Nuclear Studies, Warszawa, Poland  
 Warsaw Uni. of Tech. politechniki, Warszawa, Poland  
 Hua-Zhong Normal University Wuhan (Hupei), China  
 Yerevan Physics Institute, Yerevan 36, Armenia  
 Ruder Boskovic Institute, Zagreb, Croatia  
 Bergen College Faculty of Engineering, Bergen, Norway  
 University of Bergen, Bergen, Norway  
 Sciences ISS, Bucuresti-Magurele, Romania

Weiter Informationen finden Sie unter:  
<http://alice.web.cern.ch/Alice/user.html>

**BELLE**

(Experiment am KEK-Beschleuniger in Tsukuba, Japan)

Institut für Kernphysik, Frankfurt/M, Germany (J.S.Lange)  
 Aomori Univ., Dep. of Electr. and Inf. Engineering, Japan  
 Budker Inst. of Nuclear Physics, Novosibirsk, Russian  
 Chiba Univ., Dept. of Physics, Chiba, Japan  
 Chuo Univ. Dept. of Physics, Tokyo, Japan  
 Univ. of Cincinnati, Cincinnati, USA  
 Gyeongsang National Univ., Chinju, South Korea  
 Univ. of Hawaii, Honolulu, U.S.A.

Hiroshima Institute of Technology, Hiroshima, Japan  
 IHEP; Academia Sinica, Beijing, China  
 Inst. of Theoretical and Exper. Phys. Moscow, Russia  
 Kanagawa Univ., Faculty of engineering, Yokohama, Japan  
 KEK (High Energy Accelerator Research Organization)  
 Institute of Particle and Nuclear Studies, Ibaraki-ken, Japan  
 Korea Univ., Phys. Dept., Seoul, Korea  
 Krakow Inst. of Nuclear Physics, Krakow, Poland  
 Kyoto University, Dept. of Physics, Kyoto, Japan  
 Kyungpook National University, Taegu, Korea  
 University of Lausanne; PHE, Dorigny, Switzerland  
 Ljubljana: Jozef Stefan Institute, Ljubljana, Slovenia  
 University of Melbourne, Melbourne Australia  
 Nagoya Univ., High Energy Phys. Lab. Nagoya, Japan  
 Nara Women's Univ., HEP Group, Nara 630-8506, Japan  
 National Central University, Chungli, Taiwan  
 Nat. Kaohsiung No. Univ. Phys. Dep., Kaohsiung, Taiwan  
 National Lien-Ho Institute of Technology, Miao Li, Taiwan  
 Nat. Taiwan Univ., Dept. of Phys. HEP Lab, Taipei, Taiwan  
 Nihon Dental College, Niigata, Japan  
 Niigata Univ., HEP group, Dept. of Physics, Niigata, Japan  
 Osaka Univ.: High Energy Physics Group  
 HEP group, Dept. of Phys., Osaka, Japan  
 Osaka City Univ., Dept. of Physics, Osaka, Japan  
 Panjab Univ., Physics Dept., India  
 Peking Univ., Tech. Physics Department, Beijing, China  
 Princeton Univ., Physics Dept., Princeton, USA  
 Riken/Brookhaven Research Center BNL, NY, USA  
 Saga Univ., HEP Lab., Dept. of Physics, Saga, Japan  
 Univ. of Sci. and Tech. of China, Anhui, China  
 Seoul National Univ.: Phys. Dept., Seoul, Korea  
 Sungkyunkwan Univ., Chunchun-dong Jangan-gu Suwon  
 Kyunggi-do Korea  
 University of Sydney, High Energy Dep., Australia  
 Tata Institute, Homi Bhabha Road, Mumbai, India  
 Toho Univ., Dept. of Physics. Funabashi, Chiba, Japan  
 Tohoku Univ., Dept. of Physics HEP Group, Sendai, Japan  
 Tohoku Gakuin Univ., Dept. of Phys., Miyagi-ken, Japan  
 Univ. of Tokyo, Dept. of Phys., Tokyo, Japan  
 Tokyo Inst. of Techn., Meguro-ku, Tokyo, Japan  
 Tokyo Met. Univ., High Energy Physics Lab., Tokyo, Japan  
 Tokyo Univ. of Agriculture & Technology, Tokyo, Japan  
 Toyama Nat. College of Maritime Techn., Toyama, Japan  
 Univ. of Tsukuba, Ibaraki-ken, Japan  
 Utkal Univ., Bhubaneswar, India  
 IHEP, Vienna, Nikolsdorfergasse 18, Vienna, Austria  
 Virginia Pol. Inst. and State Univ., Blacksburg, USA  
 Yonsei Univ., Seoul, Korea

Weitere Informationen unter: <http://belle.kek.jp>

## HADES

(High Acceptance Di-Electron Spectrometer, GSI)

Institut für Kernphysik, Frankfurt am Main, Germany  
 (J. Markert, C. Müntz, Y. Pachmayer, K. Rosenkranz,  
 H. Stroebele, J. Stroth, M. Sudol, J. Wüstenfeld)  
 Czech Academy of Sciences, Rez. Czech Republic  
 Forschungszentrum Rossendorf, Dresden, Germany

GSI, Darmstadt, Germany  
 Institut de Physique Nucleaire Orsay, Orsay, France  
 Institute for Nuclear Research, Moscow, Russia  
 Inst. of theoretical and exp. Physics, Moscow, Russia  
 Inst. Naz. della Fisica Nucl. Lab. Naz., Catania, Italy  
 Jagiellonian University, Cracow, Poland  
 Joint Inst. of Nucl. Res., Dubna, Russia  
 Justus Liebig Universität. Gießen, Germany  
 Moscow Engineering Phys. Inst., Moscow, Russia  
 Slovak Academy of Sciences, Bratislava, Slovakia  
 Technische Universität München, München, Germany  
 Universidade de Santiago de Compostela, Santiago de Compostela, Spain  
 Università degli Studi di Milano, Italy  
 University of Cyprus, Nicosia, Cyprus  
 University of Valencia, Valencia, Spain

Weitere Informationen unter:

<http://www-hades.gsi.de/>

## KaoS (GSI Experiment)

Institut für Kernphysik, Frankfurt am Main, Germany  
 (T. Schuck, H. Ströbele)  
 GSI, Darmstadt, Germany  
 Technische Universität Darmstadt, Darmstadt, Germany  
 Universität Marburg, Marburg, Germany  
 Forschungszentrum Rossendorf, Dresden, Germany  
 Uniwersytet Jagiellonski Krakow, Poland

Weitere Informationen:

<http://www-aix.gsi.de/~kaos/html/kaoshome.html>

## LAND

Large Area Neutron Detector (Experiment an der GSI)

Institut für Kernphysik, Frankfurt am Main, Germany  
 (Th. Elze)  
 Institut für Kernchemie, Universität Mainz, Germany  
 GSI, Darmstadt, Germany  
 Institute of Phys., Jagiellonian University, Cracow, Poland

## NA49 (Experiment am SPS, CERN)

Institut für Kernphysik, Frankfurt am Main, Germany  
 (Ch. Alt, Ch. Blume, P. Dinkelaker, M. Gazdzicki, M.  
 Kliemant, S. Kniege, B. Lungwitz, C. Meurer, M. Mitrovski,  
 R. Renfordt, Reinhard Stock, Herbert Ströbele, Alexander  
 Wetzler)  
 Dep. of Physics, Univ. of Athens, Greece  
 Lawrence Berkeley Laboratory, USA,  
 School of Phys., Univ. of Birmingham, UK  
 Inst. of Physics, Bratislava, Slov.  
 KFKI Budapest, Hungary  
 CERN, Geneva, Switzerland  
 Inst. of Nucl. Physics, Cracow, Poland

GSI Darmstadt, Germany  
 Univ. of California at Davis, USA  
 JINR, Dubna, Russia  
 Fachber. Phys., Univ. of Frankfurt, Germany  
 Univ. of Houston, Houston, TX, USA  
 Kent State Univ. Kent, OH, USA  
 Univ. of California, Los Angeles, USA  
 Fachber. Phys., Univ. of Marburg, Germany  
 MPI für Physik, München, Germany  
 Inst. for Nuclear Studies, Warsaw, Poland  
 Inst. for Exp. Physics, Univ. of Warsaw, Poland  
 Nucl. Phys. Lab., Univ. of Washington, Seattle, WA USA  
 Yale Univ. New Haven, CT, USA  
 Rudjer Boskovic Inst., Zagreb, Croatia

Weitere Informationen:  
<http://na49info.cern.ch/na49/>

### **PHENIX (CERN und BNL)**

Institut für Kernphysik, Frankfurt, Germany  
 (Ch. Blume)  
 GSI Darmstadt, Germany  
 LLNL, Livermore, USA  
 MBI, Berlin, Germany  
 MPG, Garching, Germany  
 TU Darmstadt, Germany  
 TU Munich, Germany .  
 TU Vienna, Austria  
 Universität Freiburg, Germany  
 Universität Jena, Germany  
 Universität Mainz, Germany  
 Universität of München, Germany  
 Universität Rostock, Germany

### **STAR (BNL, Brookhaven, USA)**

Institut für Kernphysik, Frankfurt  
 (Jens Berger, Thomas Dietel, Dominik Flierl, Thorsten  
 Kollegger, Soeren Lange, Reinhard Stock, Herbert  
 Stroebele.)  
 Argonne National Laboratory, USA  
 Institute of High Energy Physics, Beijing  
 Institute of Physics, Bhubaneswar  
 University of Birmingham, UK  
 Brookhaven National Laboratory  
 University of California, Davis, USA  
 University of California, Los Angeles  
 Carnegie Mellon University  
 Creighton University  
 Laboratory of High Energy Physics, Dubna  
 Particle Physics Laboratory, Dubna  
 University of Frankfurt, Germany  
 Indiana University, India  
 Institut de Recherches Subatomiques, Strasbourg, France  
 Kent State University, UK  
 Lawrence Berkeley Laboratory  
 Max-Planck-Institut fuer Physics, Germany

Michigan State University, USA  
 Moscow Engineering Physics Institute, Russia  
 Indian Institute of Technology  
 City College of New York, USA  
 Ohio State University  
 Panjab University  
 Pennsylvania State University, USA  
 Institute of High Energy Physics, Protvino  
 Purdue University  
 University of Rajasthan  
 Rice University  
 Instituto de Fisica da Universidade de Sao Paulo  
 University of Science and Technology of China  
 Space Sciences Laboratory SUBATECH, Nantes, France  
 Texas A & M University, USA  
 University of Texas, Austin  
 Variable Energy Cyclotron Centre  
 Warsaw University of Technology  
 University of Washington, USA  
 Wayne State University  
 Institute of Particle Physics, Wuhan  
 Yale University

Weitere Informationen:  
<http://www.star.bnl.gov/>

### **Kooperationen**

Fraunhofer Institut, Freiburg i. Br.

Freiberger Compound Materials, Freiberg

Forschungszentrum Karlsruhe, Karlsruhe

Heraeus Quarzglas, Hanau

Institute for Geological and Nuclear Sciences, Lower Hutt,  
 Neuseeland

Institut für Kristallzüchtung, Berlin

Institut für Werkstoffwissenschaften VI,  
 Universität Erlangen-Nürnberg, Erlangen

Infineon Technologies Corporate Research CPR 7, München

Karl-Winnacker-Institut der Dechema. V. Frankfurt am Main

Physikalische Technik, Fachhochschule München, München

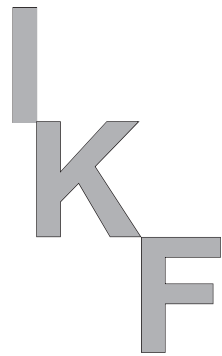
Schott Lithotec GmbH, Jena

Technische Universität, Clausthal-Zellerfeld

Wacker-Chemie, Burghausen

Wacker Siltronic, Burghausen

Zentrum für Funktionswerkstoffe Göttingen, Göttingen



Pressespiegel







# Kreative Köpfe sollen die Hochschulkasse füllen

Agenturen verwerten universitäre Erfindungen / Ein Jahr nach Änderung des Patentgesetzes noch kein Durchbruch

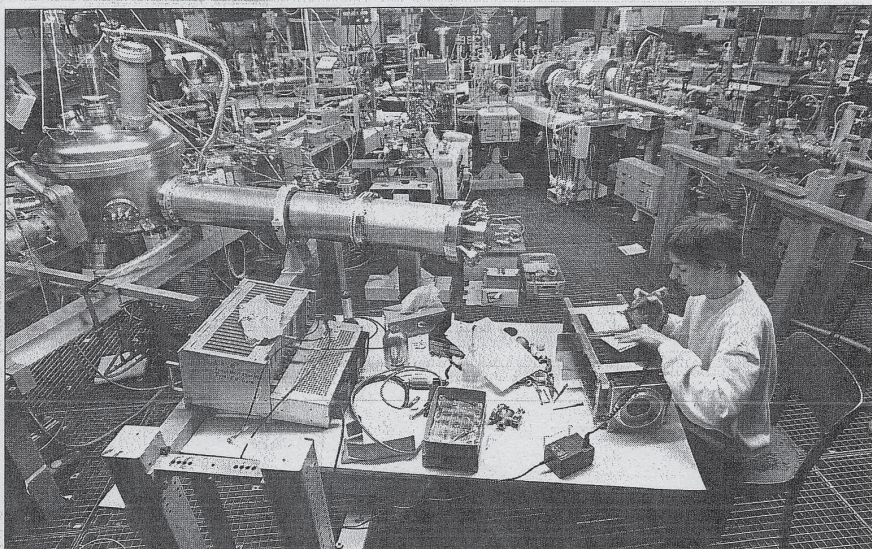
Von Katja Irlé und Georg Kronenberg

Erfinder wie Daniel Disentrieb gibt es auch an Hessens Hochschulen. Vielleicht sind die Konstruktionen der Wissenschaftler nicht so spektakulär wie die des Comic-Helden, der Weltraumfrösche oder Verkleinerungsmaschinen baut. Doch kreative Köpfe können den Universitäten und Fachhochschulen Geld in die Kasse spülen. Die Bundesregierung hat deshalb vor einem Jahr das Hochschulpatentrecht geändert.

FRANKFURT. Unter dem Motto „Spitzenforschung braucht Spitzenverwertung“ räumte das Forschungsministerium den Universitäten und Fachhochschulen im Februar 2002 mehr Rechte bei der Verwertung von Erfindungen ein. Hatten bisher Hochschullehrer das Privileg, ihre Erfindungen zu patentieren, liegt das Recht nun bei der Hochschule selbst. Sie kann – wie privatwirtschaftliche Unternehmen auch – Forschungsergebnisse ihrer Bediensteten für den eigenen Etat nutzen.

Den Durchbruch hat das neue Gesetz nach einem Jahr Praxiserprobung jedoch weder in Hessen noch in anderen Bundesländern gebracht. „Wir hoffen, dass die Patentverwertung den Hochschulen eine zusätzliche Einnahmequelle verschafft, aber dafür brauchen wir einen sehr langen Atem“, sagt Otmar Schöller von der Patentverwertungsagentur Innovectis in Frankfurt.

Sieben bis acht Jahre werde es mindestens dauern, bis sich der Aufwand rentiere. Die Hochschulen in den USA hätten bereits vor Jahren Millionenbeträge in die Patentverwertung investiert, aber erst jetzt mache sich die Anstrengung bezahlt, zieht Schöller einen Vergleich. Otmar Schöller und sein Team beraten die süd-hessischen Hochschulen bei der Patentverwertung. Die Abschaffung des so genannten Hochschullehrerprivilegs sei das eine, sagt Schöller. Wichtiger sei jedoch zu wissen, wie man das Patent vermarktet. Es gehe nicht darum, möglichst viele Patente anzumelden, sondern Patente gut zu ver-



Wo geforscht wird – wie hier im Frankfurter Institut für Kernphysik – wird auch erfunden: Patente sollen neues Geld in Hessens Hochschulen spülen. (FR-Bild: Rolf Oeser)

kauften: „Wir wollen daraus ein Geschäft für die Hochschulen machen, keinen Subventionsbetrieb.“

Die süd-hessischen Universitäten Frankfurt und Darmstadt haben nach der Statistik der Verwertungsagentur im vergangenen Jahr zwölf Patente angemeldet. Dazu gehört beispielsweise ein neues Kugelvventil, das den Durchfluss von Flüssigkeiten in Heizkesseln regelt, oder ein neues System der Qualitätskontrolle bei Bier und

Softdrinks. In Nordhessen kümmert sich die Gesellschaft für Innovation um die Patentverwertung an den Hochschulen. Allein 20 Erfindungsmeldungen kommen aus der Universität Kassel.

„Das ist eine gute Steigerung“, sagt Heike Krömker von der Innovationsgesellschaft. Die Patentverwertungsagentur hatte Ende vergangenen Jahres die Erfindungen erstmals auf der Erfindermesse IENA in Nürnberg präsentiert und gleich einen Preis erhalten: Für einen neuartigen Schweißerschutzanzug bekam die Uni Kassel eine Goldmedaille für hervorragende Leistungen.

32 Patentverfahren betreut derzeit die Gießener TransMIT-Gesellschaft für Technologietransfer, die als Verwertungsagentur für die Universitäten Gießen, Marburg und die Fachhochschule Gießen-Friedberg zuständig ist. 13 Patente wurden 2002 neu angemeldet. Der Schwerpunkt liegt bei Entwicklungen aus den Bereichen Biotechnologie, Pharmazie und Chemie. „Weil wir in Gießen und Marburg zwei von drei hessischen Unikliniken haben“, sagt Peter Stumpf, Geschäftsführer der Patent- und Gründungsberatungsfirma, die von den Hochschulen und regionalen Kreditinstituten und der örtlichen Industrie- und Handelskammer getragen wird.

„Durch die Gesetzesänderung vor einem Jahr hat sich die Zahl der Patentverfahren an Mittelhessens Hochschulen etwa verdoppelt“, berichtet Stumpf. „Die universitären Erfinder sehen schnell die Vorteile, weil sie sich nicht mehr selber um das Patentverfahren kümmern müssen und nach dem neuen Gesetz 30 Prozent des Ertrags ihrer Erfindung ohne Abzug von Verwertungskosten erhalten“, ist seine Erfahrung. Früher seien die Erfinder mit einer Patentanmeldung zögerlicher gewesen, weil „alles auf eigenes Risiko ging und beispielsweise ein externer Patentanwalt 4000 Euro Minimum kostet“.

Insgesamt sei die Arbeit der sechs Patentberater in Gießen durch die Förderung des Bundesforschungsministeriums (rund 380 000 Euro für 2002 und 2003) deutlich leichter geworden. „Vorher haben wir weniger Verfahren durchführen können, weil wir nicht die Mittel hatten, um Erfindern kostenlose Beratungen anbieten zu können.“

Die 1996 gegründete TransMIT-Gesellschaft tritt als älteste der drei hessischen Patentverwertungsagenturen seit zwei Jahren auch als Risikokapitalgeber auf. Etwa ein Fünftel der aktuellen Projekte wird mit Summen zwischen 1000 und 5000 Euro unterstützt.

## Frankfurter Rundschau

UNABHÄNGIGE TAGESZEITUNG

18.2.2003

Frankfurter  
Neue Presse

14.1.2003

## Physiker entwickelt Präzisionswaffe

**Frankfurt.** Sven Schössler und Jacek Zaraneck erhalten heute den mit je 1000 Euro dotierten Philipp-Siedler-Wissenschaftspreis. Die beiden Physiker haben ihr Studium mit hervorragenden Diplomarbeiten abgeschlossen. Beide Arbeiten entstanden am Institut für Kernphysik unter der Leitung der Professoren Horst Schmidt-Böcking und Reinhard Stock.

Sven Schössler hat als Diplomarbeit eine Maschine entwickelt, die in Labors und der Industrie benötigt wird. Sein Gerät kann Atome ihre Elektronen entreißen, so dass elektrisch geladene Atome entstehen, so genannte Ionen. Das Besondere: Die Ionen, die aus der Quelle schießen, haben alle annähernd die gleiche Geschwindigkeit,

das heißt Energie. „Bei den anderen Maschinen ist die Energie breit gestreut“, so Schössler.

Perfekt ist seine Ionenquelle noch nicht. Der 27-jährige Frankfurter arbeitet derzeit als Doktorand am Institut und ist damit beschäftigt, seine Maschine zu verbessern. Vielleicht könne man einmal fein gebündelte Ionenstrahlen damit erzeugen, wie sie in der Industrie benötigt werden, hofft er. Für die Forscher ist die Arbeit wichtig, denn mit immer schwierigeren Messungen werden immer genauere Instrumente benötigt. Mit den alten Ionenquellen ist es, als schießt man mit einem Schrotgewehr, während Schösslers Quelle eine Präzisionswaffe darstellt.

Jacek Zaraneck, der zur Zeit in

Stuttgart an seiner Doktorarbeit sitzt, hat in Frankfurt und im CERN bei Genf die Veränderung der elektrischen Ladung von Bleiatomen beobachtet. Diese Fluktuation ereignet sich, wenn schwere Kerne wie Blei mit sehr hoher Geschwindigkeit zusammenprallen. Zaranecks Bleiatome hatten fast Lichtgeschwindigkeit.

Der Philipp-Siedler-Wissenschaftspreis wird jährlich an Physikstudenten der Goethe-Universität verliehen und erinnert an Philipp Siedler, der sich für den Wiederaufbau der Naturwissenschaften an der Uni nach dem Zweiten Weltkrieg eingesetzt hat. Der Preis wird heute, 19.30 Uhr, beim Physikalischen Verein verliehen, Robert-Mayer-Straße 2-4. (tjs)





Februar 2003



## Dienstjubiläum

### Erich Zanger und Werner Theisinger

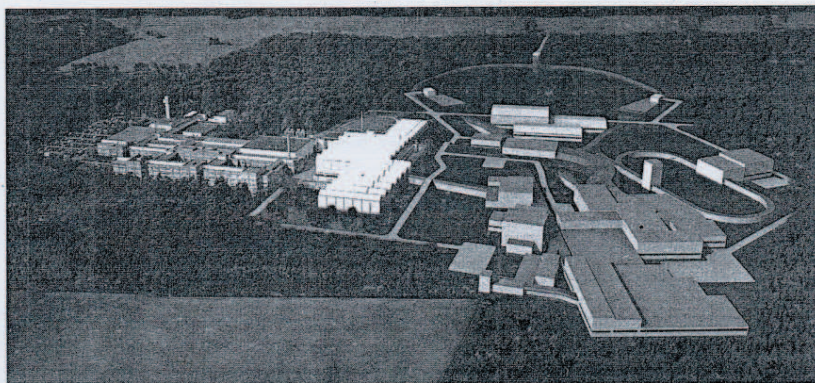
Der Fachbereich Physik ehrte am 23. Januar 2003 seine verdienten Mitarbeiter, die 25, 40 oder mehr Jahre für Forschung und Lehre gearbeitet haben. Mehr oder weniger ihr ganzes Arbeitsleben haben drei Mitarbeiter am Fachbereich Physik verbracht, darunter 2 aus der Kernphysik: Erich Zanger 50 Jahre, davon 45 Jahre im Institut für Kernphysik und Werner Theisinger 45 Jahre – so viel Treue, Kontinuität und Loyalität gegenüber einem Arbeitgeber ist heute keine Selbstverständlichkeit mehr und dafür ist der Fachbereich Physik allen drei Jubilaren zu großem Dank verpflichtet. Für zahlreiche Diplom- und Doktorarbeiten haben sie die wissenschaftlichen Apparaturen gebaut und den jungen angehenden Physikern die praktische Mechanik nähergebracht. Durch ihre menschliche Art und ausgezeichnete Sachkenntnisse haben sie den jungen Physikern immer wieder gezeigt, wie die Mechanik optimal für die Wissenschaft eingesetzt werden kann. Erich Zanger, Jahrgang 1938, Leiter der Feinmechanikwerkstatt im Institut für Kernphysik, kam nach seiner Lehr- und Gesellenzeit bei dem Medizininstrumentbauer HACO und einer kurzen Tätigkeit im Hochspannungslaboratorium des Max Planck Instituts, beide in Hechingen/ Hohen-zollern, schon 1957 mit Erwin Schopper in das auf dem Rebstockgelände 1957 neu gegründete Institut für Kernphysik. Die hohe Leistungsfähigkeit der Feinmechaniker ist zum großen Teil sein Verdienst. Die dort gebauten Geräte kommen in vielen Labors der Erde wie GSI, CERN, Berkeley, Tokyo, Canberra, Rio de Janeiro durch die wissenschaftlichen Kooperationen der Frankfurter Physiker zum Einsatz. Erich Zanger hat einige der in Frankfurt fertig gestellten Apparaturen in diesen Instituten vor Ort aufgebaut. W. Theisinger, geb. 1943 in Eger, war der erste Lehrling der Feinmechanikerwerkstatt des Instituts für Kernphysik. Da es seinerzeit keine Stelle gab, bekam er die nicht besetzte Planstelle des Wachhundes – schon damals wusste man kreative Interpretation der Stellenpläne der Wissenschaft zu helfen. W. Theisinger hat an der Kansas State University, dem CERN in Genf sowie bei der GSI in Darmstadt zahlreiche in Frankfurt gebaute Apparaturen in Betrieb genommen und wichtige Unterstützung bei Forschungsprojekten geleistet. Das Institut dankt den Jubilaren und wünscht ihnen noch viele glückliche und gesunde Lebensjahre.



## Vom Urknall zur Supernova

Die ›Schwerionenphysik‹ der Universität steht vor einer großen Zukunft

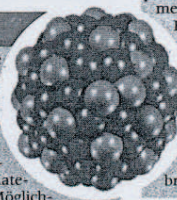
In einem stillen Waldgebiet zwischen Frankfurt und Darmstadt liegt eine der leistungsstärksten und renommiertesten Physikgroßforschungseinrichtungen weltweit. Die Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt-Wixhausen wurde im Jahre 1970 von Physikern der Universitäten Frankfurt, Gießen, Mainz und Heidelberg gegründet und genießt seit Jahrzehnten einen hervorragenden Ruf – der erst im Februar eindrucksvoll durch eine Absichtserklärung des Bundesministeriums für Bildung und Forschung bestätigt wurde, 75 Prozent der Gesamtinvestitionskosten in Höhe von knapp 675 Millionen Euro für eine neue Großforschungsanlage zu übernehmen.



Auf der Spur der Kräfte, die die Welt im Innersten zusammenhalten: Das neue Beschleunigerzentrum der GSI. Es entsteht östlich der bestehenden GSI-Anlage, wobei der existierende Beschleuniger als Injektor genutzt wird. Der Tunnel für die großen Synchrotron-Ringe mit einem Umfang von etwa 1,100 Metern wird unterirdisch in 24 Metern Tiefe angelegt. Südlich des Ringtunnels entstehen die Gebäude für Speicherringe und Experimentierplätze; die Blickrichtung geht nach Norden.

### Was sind schwere Ionen?

Schwerionenphysik erforscht die Physik kollidierender schwerer Atomkerne. Ionen sind elektrisch geladene Teilchen, die durch elektrische und magnetische Felder beschleunigt und abgelenkt werden. Einfach geladene Ionen sind meist Elektronen, mit denen zum Beispiel in der Medizintechnik Röntgenstrahlung erzeugt wird. Mehrfach geladene, sogenannte schwere Ionen sind Atomkerne, denen die abschirmende Elektronenhülle genommen wurde und die deshalb in Beschleunigern auf hohe Energien gebracht werden können.



zwischen der Universität Frankfurt und der GSI: fünf Frankfurter Privatdozenten und zwei (abgeordnete) C4-Professoren arbeiten in der GSI – Ausdruck einer engen Bindung zwischen der GSI und der Universität Frankfurt mit gemeinsamen Berufungen leitender Wissenschaftler oder auch der Habilitation wissen-

In einem harten Wettbewerb aller deutschen Forschungseinrichtungen um Mittel für Großgeräte für naturwissenschaftliche Grundlagenforschung hatte sich damit ein GSI-Projekt als eines von wenigen mit sehr positivem Votum des als Gutachtergremium tätigen Wissenschaftsrates durchgesetzt.

Es geht um die Errichtung einer Beschleunigeranlage für Ionen und Antiprotonen von bisher unerreichter Intensität und Qualität; die Bauarbeiten sollen 2005/6 beginnen und werden rund sechs Jahre dauern. Um den Faktor 20 höher als bei bisherigen Anlagen werden dann Ionen beschleunigt werden können, bei denen das bislang aus technischen Gründen überhaupt nicht möglich war.

Das ambitionierte Projekt wird neue Forschungen – und damit – so hoffen die Wissenschaftler – auch neue Erkenntnisdimensionen zur Entstehung von Supernovae, Neutronensternen oder zu Vorgängen während des Urknalls eröffnen. Damit wird die GSI weltweit für Wissenschaftler noch attraktiver; als einer der ›Leuchttürme‹ hessischer nicht-universitärer Forschung hatte sie schon bislang auf ihrem Spezialgebiet Forscher aus aller Welt angezogen.

Doch wozu in die Ferne schweifen, wenn das Gute so nah liegt: Nicht nur aufgrund der räumlichen Nähe

### Die Ausbaupläne der GSI

Die neue Beschleunigeranlage der GSI wird Ionen- und Protonenstrahlen bereitstellen, mit denen auf mehreren eigenständigen Forschungsgebieten breit und interdisziplinär wichtige Fragen zum Aufbau und zur Struktur der Materie bearbeitet werden können. Spezielle Beispiele sind:

- Die Forschung mit Strahlen exotischer Kerne, die das Verständ-

nis über die Entstehung chemischer Elemente vorantreiben wird.

- Untersuchungen mit Antiprotonen und Hadronen, aus denen Kenntnisse über den Zusammenhang zwischen Materie und Masse gewonnen werden.

- Die Erzeugung stark komprimierter Kernmaterie erlaubt Einblicke in die Struktur des Kosmos einige Sekundenbruchteile nach dem Urknall

und damit in die Entstehung unseres Universums, sowie die Eigenschaften von Neutronensternen.

- Die Plasmaphysik mit normaler Materie eröffnet die Möglichkeit zu erforschen, wie es im Inneren von großen Planeten aussieht.

bestehen traditionell enge Verbindungen zwischen dem Fachbereich Physik und der GSI: Professoren der Universität forschen an der GSI; umgekehrt wirken GSI-Wissenschaftler als Hochschullehrer in Frankfurt. Eine für beide Seiten außerordentlich gewinnbringende und fruchtbare Partnerschaft.

### Welche Forschungsrichtungen verbergen sich hinter dem Begriff Schwerionenphysik?

Das Spektrum reicht von der Atomphysik über das breite Gebiet der Kernphysik bis zu den Kernbausteinen und ihren Komponenten den Quarks und Gluonen. Ein weiteres anwendungsorientiertes Forschungsthema ist die Plasmaphysik mit der Perspektive die Kernfusion durch Trägheitschluss der Energiegewinnung zu erschließen.

Nur stabile oder langlebige Atomker-

ne kommen in der Natur vor. Andererseits ist denkbar, dass es stabile Atomkerne gibt, die die Natur nicht realisiert hat. Um diese Frage klären zu können, muss man die Struktur der Atomkerne und die Kräfte, die ihre Bausteine zusammenhalten, genau kennen. Dies gilt besonders für solche Kerne, die nur schwach gebunden und deshalb instabil sind und nach ihrer Erzeugung nur kurz existieren. Mit Schwerionenstrahlen lassen sich derartige Atomkerne im Labor erzeugen und anschließend untersuchen. Schwerionenphysiker erhoffen sich aus solchen Experimenten Antworten auf die Frage nach neuen quasistabilen Elementen und eine Beschreibung der Entstehung der Elemente im Universum. Ein zweites Forschungsgebiet tut sich hinter der Frage nach den Aggregatzuständen von Kernmaterie auf – also der Materie, die in den Atomkernen realisiert ist.

### Sind Atomkerne gasförmig, flüssig oder fest?

Wir wissen inzwischen, dass je nach Art des ›Mikroskops‹, mit dem wir oder den ›Umweltbedingungen‹, unter denen wir Kerne betrachten, sich Kernmaterie wie ein Gas oder auch wie eine Flüssigkeit verhält.

Bei hoher Temperatur und unter hohem Druck lassen sich die uns bekannten Gase im allgemeinen in einen Plasmazustand versetzen, wie er zum Beispiel für jedermann in einem Blitz sichtbar wird. Ein solcher Plasmazustand zeichnet sich dadurch aus, dass die Bausteine der Gasatome freigesetzt und als individuelle Teilchen sichtbar werden.

Ließe sich Gleiches für Kernmaterie realisieren, das heißt diese ebenfalls in einen Plasmazustand überführen, würden folglich die Bausteine der Kernbausteine freigesetzt und damit ein neuer Zustand von Materie überhaupt realisiert. Von diesem Plasma kennt man heute zwar bereits die Bausteine Quarks und Gluonen – dies sind die elementaren Bausteine der Materie – nicht aber die Natur der ›starken Wechselwirkung‹, die sie zusammenhält. Die Entschlüsselung und das Verständnis dieses Prozesses ist eines der Forschungsziele, das mit Hilfe des neuen Beschleunigers erreicht werden soll. Es würde nicht weniger bedeuten, als dass man endlich verstünde, was die Welt buchstäblich ›im Innersten‹ zusammenhält.

Das im Labor erzeugte Quark-Gluon Plasma lebt nur einen kurzen Moment und ›kondensiert‹ dann wieder

zu normaler Materie, das heißt Nukleonen und Atomkernen, letztlich also der Materie, die uns umgibt und aus der wir bestehen. Ein solcher Vorgang hat in der Natur kurze Zeit – 1 millionstel Sekunde – nach dem

### Wozu nutzt man schwere Ionen?

Exotische Atomkerne, die aus außergewöhnlich vielen oder wenigen Neutronen oder Protonen zusammengesetzt sind, daher instabil sind und nicht natürlich vorkommen, können mit Hilfe von Ionenstrahlen in Reaktionen zwischen Kernen erzeugt werden.

Die Exoten entstehen entweder beim Auseinanderplatzen eines schweren Kerns nach dem Stoß mit einem anderen Teilchen oder durch Verschmelzen von zwei normalen Kernen, deren Summe eine exotische Kombination ergibt. Diese Art moderner ›Alchemie‹ ermöglicht unter anderem ein besseres Verständnis beziehungsweise die Rekonstruktion der Entste-

hung der Elemente im Kosmos. Bei Zusammenstoßen zwischen hochenergetischen schweren Kernen, mit maximalem Überlapp der beiden Teilchen, wird die Kernmaterie so stark verdichtet, dass ihre Eigenschaften denen in Neutronensternen oder im Universum Sekundenbruchteile nach dem Urknall nahe kommen. In der Tumorthherapie zeichnen sich Strahlen aus Kohlenstoffkernen durch ihre wohldefinierte Eindringtiefe und geringe Nebenwirkung aus.

Mit einzelnen beschleunigten schweren Ionen lassen sich Atomkerne gezielt in Material einbringen und normierte Löcher in dünnen Schichten schießen.

Urknall stattgefunden. Dieses Forschungsgebiet ist also auch für Astrophysiker und Kosmologen von höchstem Interesse.

Die Frankfurter Forscher tragen zu fast allen genannten Aspekten der Schwerionenphysik bei. Dies geschieht im Rahmen des Forschungsschwerpunkts ›Schwerionenphysik‹ der Universität Frankfurt, die auf enger Zusammenarbeit mit der GSI auf folgenden Arbeitsgebieten gründet: ›Beschleunigung schwerer Ionen‹ im Institut für Angewandte Physik, ›Schwerionenreaktionen‹ und die Suche nach dem ›Quark-Gluon Plasma‹ im Institut für Kernphysik, ›Atomphysik mit schweren Ionen‹ ebenfalls im Institut für Kernphysik und die zugehörige theoretische Aspekte im Institut für Theoretische Physik.

An den zwei Forschungsschwerpunkten ›Exotische metastabile Kerne in der astrophysikalischen Elemententstehung‹ und ›Kernmaterie mit extremer Verdichtung‹ bis hin zum Urzustand, ›QG-Plasma‹ im Urknall sowie an der ebenfalls noch ausstehenden Erforschung der Atomphysik exotischer, instabiler Kerne sind und werden jeweils drei Forschungsgruppen aus dem Institut für Kernphysik und dem Institut für Theoretische Physik, insgesamt etwa 40 Wissenschaftler, beteiligt sein.

Schon heute resultieren im Durchschnitt fünf Frankfurter Doktorarbeiten pro Jahr aus der Kooperation

schaftlicher Mitarbeiter der GSI am Fachbereich Physik.

Die Ausbaupläne der GSI werden dem Fachbereich Physik in Forschung und Lehre außergewöhnlich attraktive Arbeitsbedingungen eröffnen. Gerade in der Aufbauphase werden auf den Gebieten Beschleunigerbau und Detektorentwicklung Spitzentechnologien entwickelt werden und zum Einsatz kommen, die für die Frankfurter Studierenden anspruchsvolle und interessante Betätigungsfelder eröffnen.

Zu diesen neuen und vielversprechenden Forschungsperspektiven passt die neue Lehr- und Forschungs-umgebung im Neubau der Physik auf dem naturwissenschaftlichen Campus Riedberg. Das in Gründung befindliche Stern-Gerlach-Zentrum, in dem die Forschungsaktivitäten des Fachbereichs gebündelt werden, wird eng mit der GSI kooperieren und wichtige Beiträge beim Bau der neuen Beschleuniger- und Experimentieranlagen leisten. Herbert Ströbele

Informationen:  
Universität Frankfurt  
[www.kf.physik.uni-frankfurt.de/kf-HTML/highenergy/welcome2.html](http://www.kf.physik.uni-frankfurt.de/kf-HTML/highenergy/welcome2.html);  
[www.th.physik.uni-frankfurt.de/~weber/CERNmovies/index.html](http://www.th.physik.uni-frankfurt.de/~weber/CERNmovies/index.html);  
[www.th.physik.uni-frankfurt.de/~bass/eos.html](http://www.th.physik.uni-frankfurt.de/~bass/eos.html);  
[www.th.physik.uni-frankfurt.de/~bass/gpp.html](http://www.th.physik.uni-frankfurt.de/~bass/gpp.html)

GSI Wixhausen  
[www-new.gsi.de/zukunftsprojekt/](http://www-new.gsi.de/zukunftsprojekt/);  
siehe auch: [http://www-new.gsi.de/zukunftsprojekt/bau\\_e.html](http://www-new.gsi.de/zukunftsprojekt/bau_e.html)

### Neubau Physik auf dem Campus Riedberg



In dem etwa 70 Millionen Euro kostenden Neubau mit 666 Arbeitsplätzen auf 13.655 qm Hauptnutzfläche wird der zur Zeit auf die drei weitauseinanderliegenden Standorte, Niederrad, Rebstock, und Bockenheim verstreute Fachbereich auf dem Campus Riedberg konzentriert. Ab 2005 werden Studierende der Physik und anderer Naturwissenschaften damit alle Lehrveranstaltungen an einem Standort wahrnehmen können. Im Erdgeschoss des dreistöckigen, in Ost-Westrichtung orientierten Gebäudes liegen die neuen Hörsäle mit den Demonstrations-Experimenten für die großen Physik-Einführungsverlesungen für Mediziner, Pharmazeuten und übrige Naturwissenschaften, Räumlichkeiten für Physik-Anfänger- und Elektronikpraktika, sowie Gruppenarbeitsräume für die Studierenden. Auch das Institut für Biophysik ist hier ganz in der Nähe des neuen Max-Planck-Instituts für Biophysik untergebracht. Im ersten Stock liegen die Büros und etliche Labors des Instituts für

Kernphysik sowie Räume des Instituts für Theoretische Physik und das neue Center for Scientific Computing (CSC). Das oberste Geschoss beherbergt die Institute für Theoretische Physik, für angewandte Physik, für Didaktik der Physik und die Astrophysik. Im ersten Untergeschoss befindet sich das Physikalische Institut mit seinen erschütterungsempfindlichen Messinstrumenten und den um zwei Innenhöfe gruppierten Büros.

Im Süden schließt sich im abgesehenen Anbau eine große Experimentierhalle an; hier sind die Beschleunigerlabors, Werkstätten, Laser und andere Großgeräte des neuen Stern-Gerlach-Zentrums untergebracht. Das Zentrum ist nach dem Otto Stern und Walther Gerlach 1921 in Frankfurt durchgeführten und mit dem Nobelpreis ausgezeichneten Experiment benannt, mit dem erstmals der Spin der Elektronen nachgewiesen und damit ein Grundpfeiler der Quantentheorie und Atomphysik gesetzt wurde.





**Das Institut für Kernphysik** weicht dem neuen Stadtteil „Rebstockpark“. Dazu müssen auch die Reste des von Ende 1957 bis Anfang 1968 betriebenen Kernforschungsreaktors entsorgt werden. Das Institut selbst

wird Ende des Jahres in den 70 Millionen Euro teuren Neubau des Fachbereichs Physik am neuen Uni-Standort Niederurseler Hang umziehen. Die Physiker erwarten dort deutlich bessere Forschungsbedingungen.

## Franz-Josef Strauß rief das Atomzeitalter aus

Mit dem Abbruch des Reaktors am Rand des geplanten Stadtquartiers „Rebstockpark“ endet in der Stadt die Kernenergie-Forschung

VON PETER STEINKE

Mit dem geplanten Abbruch des Forschungsreaktors am Rebstock und dem Umbau des Instituts für Kernphysik in den Neubau am Niederurseler Hang endet in Frankfurt endgültig das Zeitalter der Kernenergie-Forschung. Kein geringerer als Franz-Josef Strauß

### FRANKFURT WÄCHST



Am Rebstock entsteht ein neues Wohn- und Büroviertel. Dafür räumt das Institut für Kernphysik sein Areal und zieht in den Physik-Neubau am Niederurseler Hang um. Die teils radioaktiv belastete Anlage wird aufwendig entsorgt.

Im betongrauen Rundbau gegenüber des Rebstockbads war der Forschungsreaktor untergebracht. Das rechteckige Gebäude beherbergt einen Teilchenbeschleuniger.

Die junge Bundesrepublik sollte nach dem Krieg schnellstmöglich den technologischen Rückstand in der Kernforschung wie bei der friedlichen Nutzung der Atomkraft auflösen, lautete das erklärte Ziel der damaligen Bundesregierung. Die Besiegten mit dem radioaktiven Material aus der Atom-bombenforschung zu versorgen, war für

die Westmächte kein Problem. Denn im Kalten Krieg war die Bundesrepublik längst Verbündete.

### 1957 begann die Atomforschung

Für einen Forschungsreaktor in Frankfurt machten sich auch Unternehmen wie die damaligen Farbwerke Hoechst stark. Die Anlage sollte die Forschungsmöglichkeiten der seit 1956 geplanten Institut für Kernphysik der Universität Frankfurt auf dem Rebstock gelände verbessern. Mit dem ersten „kritischen Experiment“ in dem aus US-amerikanischer Produktion stammenden Reaktor begann in der Stadt Ende 1957 die Atomforschung. Als Vater der Nuklearforschung in Frankfurt gilt der Physik-Professor Erwin Schopper, der ein motiviertes Physiker-Team um sich versammelt hatte.

Zugleich setzte aber auch die öffentliche Diskussion über die Gefahren der neuen Hochtechnologie ein. Die Bewohner der nahen Kubwald-Siedlung mussten in einer Bürgerversammlung besänftigt werden. In Frankfurt Reaktor seien „alle nur möglichen Schutzmaßnahmen getroffen“, schrieb die *Frankfurter Rundschau* damals. Der Reaktor war in eine meterdicke Schutzwand aus Beton und Graphit eingekapselt, die luftdicht abgeschlossene Reaktoralle sollte zusätzlichen Schutz gewährleisten. Insgesamt 3,7 Millionen Mark hatte der Forschungsreaktor gekostet.

Der Reaktor vom Typ „Water-Boiler“ mit einer Leistung von 30 Kilowatt fasste lediglich 30 Liter, experimentiert wurde mit 1,8 Kilogramm Uranyl-Sulfat, das in einer Linienmaschine eigens aus den USA eingeflogen worden war. Eine geradezu winzige Menge im Vergleich zu kommerziellen Reaktoren. Der erste bundesdeutsche ging 1968 in Oberrhein am Netz, mit einer Leistung von 357 Megawatt, einem Reaktordruck von elf Kubikmetern und rund 28 Tonnen Kernbrennstoff.

### Von der DDR ausspioniert

Immerhin waren die Anlage und das Institut für Kernphysik interessant genug, um von der DDR ausspioniert zu werden. Ein Mitarbeiter des Instituts setzte sich mit seiner Familie 1968 Hals über Kopf in die DDR ab. Er habe aber nicht zu den Geheimnisträgern gehört, hieß es damals.

Zum Frankfurter Kernforschungsprogramm gehörte auch das Radiochemische Labor auf dem Werksgelände der damaligen Farbwerke Hoechst AG in Griesheim.

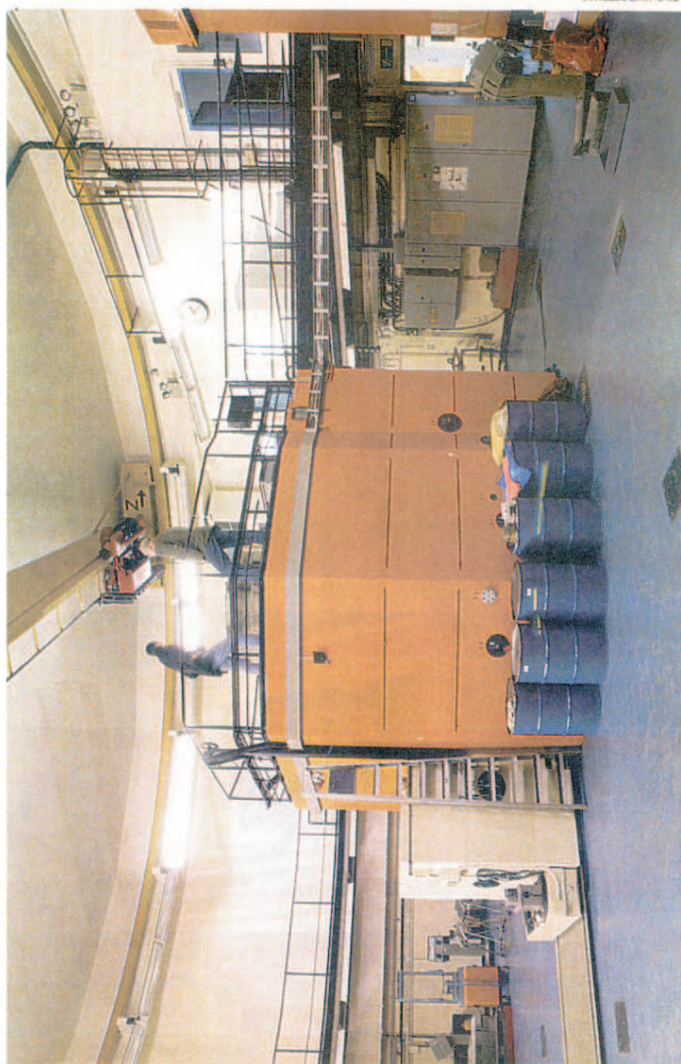


BILD: LUISE UNGERSCH

Die Reste des Labors werden derzeit von der Betriebsgesellschaft des Industrieparks Griesheim (IPG) entsorgt. Zu einer Einlagerung von Atommaterial in die Halde der Griesheimer Alpen, von der die Rede war, sei es aber nie gekommen, versichert Michael Molter, Geschäftsführer der IPG, der früher selbst in diesem Labor gearbeitet hat.

Dass die Feier zum zehnjährigen Bestehen des Versuchsreaktors im Jahre 1968 schon zur Abschiedfeier wurde, konnten die Beteiligten damals nicht wissen. Geplant war vielmehr der Umbau des Forschungsreaktors auf eine höhere Energieleistung von 50 Megawatt. Doch die beauftragte Nuklearfirma zog sich von dem Programm zurück. Die Ende der 60er Jahre aufkommende „anti-nukleare Strömung“, so Erwin Schopper, sowie eine Neuausrichtung

der Forschungspolitik hin zu größeren Reaktoren, gab der Anlage den Rest. Der neue Reaktor wurde nie hochgefahren, die ungenutzten Teile später ins Ausland verkauft. Der alte Teil des Forschungsreaktors war bereits 1970 entsorgt worden. Das erleichtert den nun anstehenden Abbruch des Instituts: Experten der Universität und der Landesregierung erarbeiten derzeit einen Entsorgungsplan, der voraussichtlich Anfang Mai öffentlich ausgelegt werden soll, wie Ralf Breyer, Pressereferent der Goethe-Universität berichtet.

### Kontamination noch unklar

Unklar ist noch der Grad der Kontamination der den Reaktorkern umgebenden Be-tonhülle. Bis Anfang 2005 sollen Probenbohrungen Aufschluss über die Strahlenbelastung geben. Erst dann stehe auch die Men-

Blick in die Reaktorhalle: Der bereits 1970 entsorgte Reaktorkern war von dicker Schutzwand umgeben. Die radioaktive Belastung dort wird derzeit ermittelt.

Wäre es nach Erwin Schopper gegangen, wäre die Periodentafel chemischer Elemente heute vielleicht um den Stoff „Frankfurtium“ reicher. Denn der Institutsleiter wollte auch den großen Teilchenbeschleuniger erhalten. Es fand sich nur kein geeigneter Platz, die Gesellschaft für Schwerionenforschung siedelte sich in Darmstadt an. Wo die Kernforscher später das 110. Element „Darmstadtium“ entdeckten.

BILD: LUISE UNGERSCH





# Die Kenntnis des ganz Kleinen

## Professor Erwin Schopper warnt vor der Gefahr einer Energiekrise

Die Kernenergie ist umstritten. Sie halten dennoch an der Nutzung fest?

Kurz gesagt: Der Energiebedarf ist hoch und steigend. Er kann derzeit durch fossile und regenerierbare Energiequellen nicht gedeckt werden, vor allem nicht wirtschaftlich.

**Frankfurter Rundschau: Wie kam es damals zur Errichtung des Instituts für Kernphysik?**

**Erwin Schopper: Die Gründung verdanken** technisch gut ausgerüsteten Kernreaktoren

Professor Boris Rajewsky. Mitglied der damali-

...den naturwissenschaftlichen und der Medi-

medizinischen Fakultät der Universität und Di-

rektor der Max-Planck-Gesellschaft für Bio-

physik. Ich hatte zuvor das Hochspan-

plädiert für die  
Hechings-Laboratorium Hechings des Insti-

... für Physik der Stratosphäre in Weise-  
weitere Nutzung

... genau geleitet. Den Ruf an den Frankfurter der Kernenergie.

Lehrstuhl als Direktor des zu gründenden

Institut erhielt ich 1956. Mit meiner He-

– neben der Weiterentwicklung effizienter

# leitet. Die Max-Planck-Gesellschaft erklärt fossiler und regenerierbarer Energiequel-

# „Der Umzug wird eine großartige Sache“

Ende des Jahres kann das Institut für Kernphysik den 70 Millionen-Euro-Neubau am Riedberg nutzen

VON PETER STEINKE

Die Gebäude des Ende der 50er Jahre am Rebenstock errichteten Instituts für Kernphysik sind deutlich in die Jahre gekommen. Die Flure des Verwaltungsbaus erinnern mehr an ein sa-  
 nierungsbedürftiges Krankenhaus, als an eine moderne Forschungseinrichtung. Die In-  
 strumente und Armaturen, mit denen die Phy-  
 sikstudenten an den beiden Van-De-Graff-  
 teilchenbeschleunigern arbeiten, wären als  
 Kulisse für einen James Bond-Film der 60er  
 Jahre geeignet.

Für Institutsleiter Reinhard Dörner ist im Oktober beginnende Umzug in den Neubau am neuen Uni-Standort Niederwieseler Hang darum „eine großartige Sache“. „Wir sind hier sehr isoliert,“ deshalb sei der Umzug und die damit verbundene Zusammenlegung des gesamten Fachbereichs Physik an einem Standort in seinen Augen „ein

Riesengewinn". Wie ein Sechser im Lotto.

Der rund 70 Millionen Euro teure Neubau

wird den Frankfurter Physikern Fund

14000 Quadratmeter Nutzfläche bieten. Ne-

ben der Grundlagenforschung an den Zell-

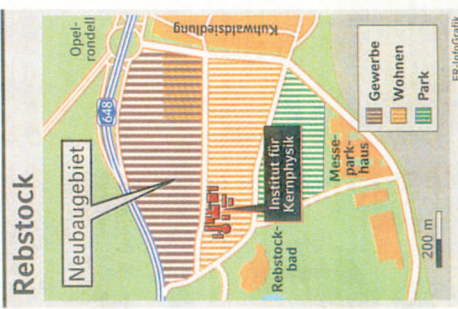
chenbeschleunigern wird es künftig auch in neuen Experimenten zur Zerlegung von

ein neues Laboratorium zur Zerstreuung von  
Atomen mittels Laserstrahlen geben

Atomen mittels Lasersstrahlen ge-



BILD: KOLF OESER





### Betriebsausflug 2003

Als „Brückenschlag“ vom alten Standort des IKF am Rebstock zum neuen Physikzentrum am Frankfurter Riedberg fand im September der diesjährige Betriebsausflug der IKF'ler statt. Professoren, Mitarbeiter und Studenten wanderten die ca 10km lange Strecke entlang der Nidda neuen Ufern entgegen. Vor Ort an der Baustelle konnten sich alle ein Bild zum Stand der Bauarbeiten machen. Der Bauleiter und Prof. Ströbele erläuterten den eindrucksvollen Neubau.

Seinen geselligen Abschluß fand der Ausflug beim anschließendem Mittagessen, bei dem sich Prof. Lynen vom IKF verabschiedete und Prof. Ströbeles 60. Geburtstag nachgefeiert wurden.





Der Stand der Bauarbeiten am Riedberg im April 2004.

Das Richtfest findet am 4. Mai 2004 statt, der Umzug des IKF ist für den Herbst 2004 geplant.

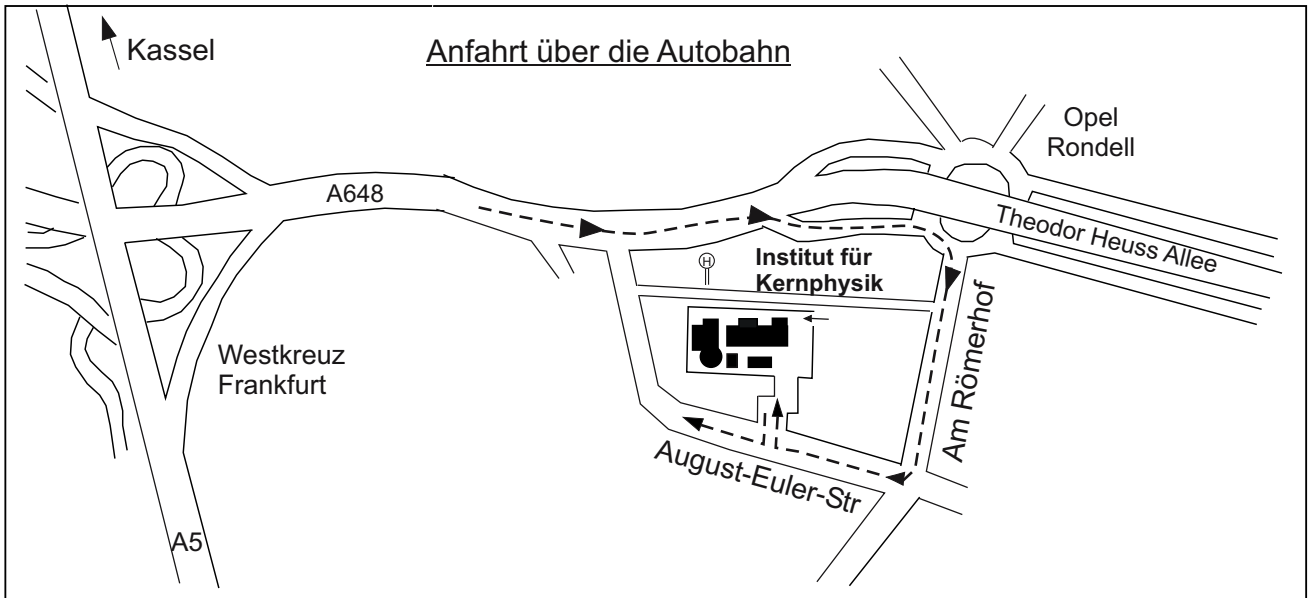


Luftaufnahme vom Campus Riedberg

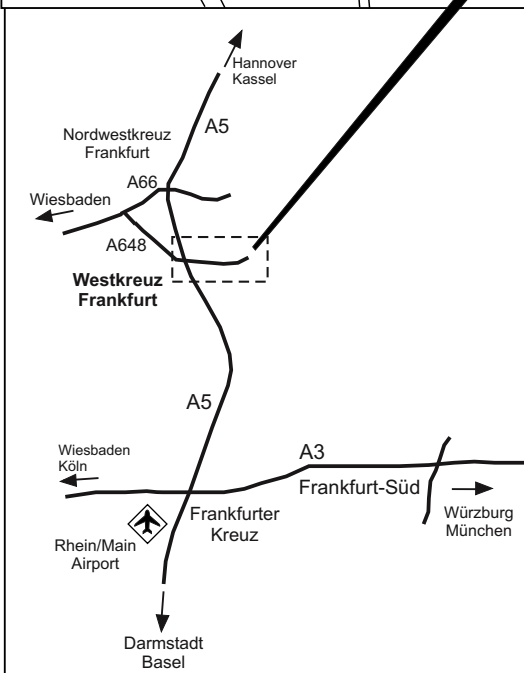
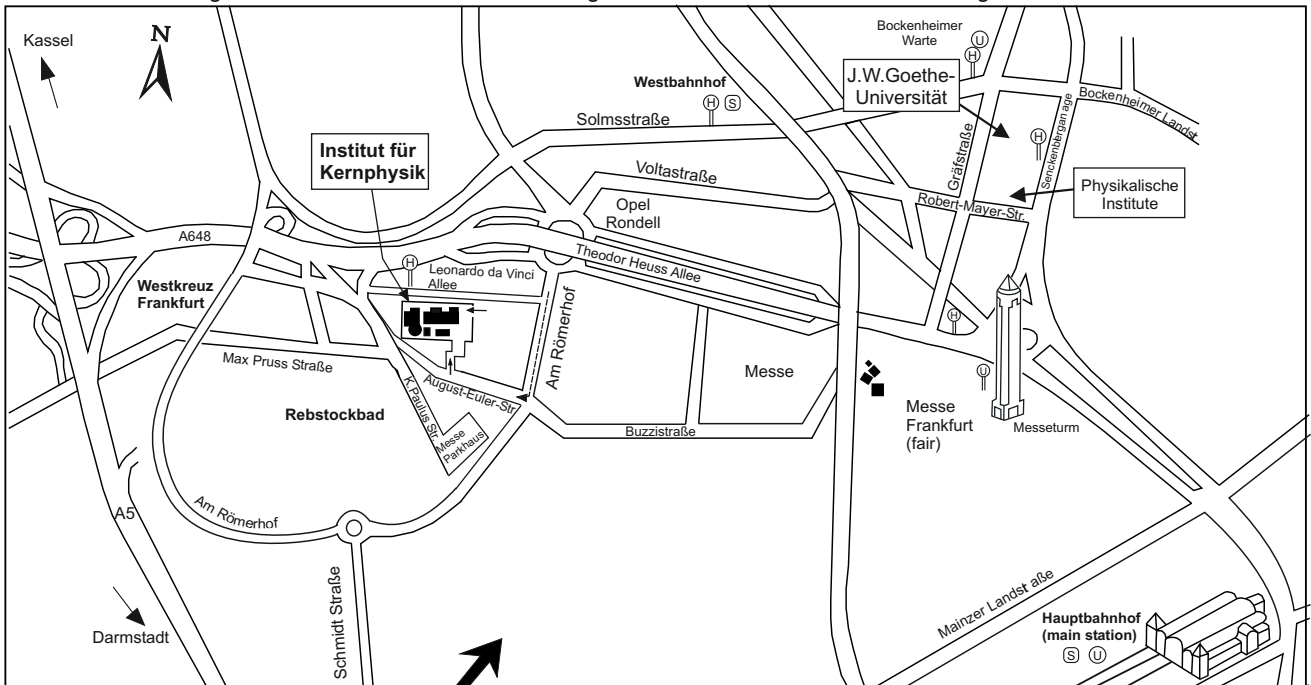








Aufgrund der Bauarbeiten am Rebstockgelände kann es zu Verkehrsänderungen kommen !



#### Verkehrsverbindungen zum zum Institut für Kernphysik:

Autobahn:  
Westkreuz-Frankfurt  
Richtung Messe  
Ausfahrt Opelrondell

#### Öffentliche Verkehrsmittel zum Institut:

*Hauptbahnhof:* Straßenbahn 17 bis Rebstockbad  
*Von der Bockenheimer Warte:*  
Bus 50 bis Rebstockbad.  
Ausserdem aus Richtung Ffm Bornheim Mitte, Rödelheim:  
Bus 36



- A**
- Alexandrov, V. 82
- ALICE 83
- Alt, C. 15,20
- Alt, Ch. 71
- Alnaser, A. 30,32
- Amend, W. 83,85,89
- Arnold, W. 30,32
- Augustinski, G. 84
- Austin, G. 49
- B**
- Backe, H. 53
- Banaś, D. 43,44,45
- Barth, W. 52
- Baumann, H. 59,62,64,65,67,69,86
- Baumgarten, R. 81, 87
- Bednarz, G. 45
- Beeman, J. 49
- Benis, E. 30,32,34,
- Betev, L. 15
- Bethge, K. 59,62,69
- Beyer, H. F. 44,45,
- Bialas, N. 83,85,89
- Biegert, J. 78
- Biri, S. 80
- Blaikie, R. 65
- Blume, C. 15,20
- Borchardt, G. 67
- Bosch, F. 45,46,49
- Böttcher, I. 13
- Bramm, R. 15
- Braun-Munzinger, P. 84
- Bräuning-Demian, A. 46,52,77
- Bruns, M. 62,67
- Bunčić, P. 15
- Bussmann, M. 53
- C**
- Cai, X. 45
- Cocke, C. L. 27,30,32,34
- Corkum, P. 35
- Czasch, A. 24,26,29,30,32,41
- D**
- Dahl, L. 52
- Daues, H. 84
- Dersch, O. 74
- Demkov, Yu.N. 55
- Dilfer, W. 81,87
- Dinkelaker, P. 15,20
- Ditroi, F. 80
- Dörner, R. 22,23,24,25,26,27,29,  
30,32,34,35,36,41,76,77,78,79
- DuBois, R. D. 52
- Düring, W. 88
- F**
- Flierl, D. 15,20
- Fiol, J. 43
- Foucar, L. 18,30,32,34
- Frankenfeld, U. 84
- Franzke, B. 52,53
- Friese, V. 15,20
- Fritzsche, S. 43,44,50,51
- G**
- Garabatos, C. 84
- Gass, W. 88
- Gaździcki, M. 15,86
- Geckle, U. 62,67
- Glatz, J. 52
- Grisenti, E. 26,29,36,86
- Grieser, M. 53
- Gröning, L. 52
- Grosse, E. 13
- Gruber, W. 67
- Guth, G. 49
- Gumberidze, A. 43,44,45,52
- Habs, D. 53
- HADES Collaboration 17
- Hagmann, S. 39, 40,43,44,45,46,52
- Haller, E.E. 49
- Hattaß, M. 24,29,41,86
- Hergenhausen, U. 26
- Hehner, J. 84
- I**
- Ingram, R. 49
- J**
- Jagutzki, O. 22,23,24,26,27,30,32,35  
41,52,78,79
- Jahnke, T. 24,26,27,29,30,32,41,77
- Johnson, S. 64,65
- K**
- Kammer, S. 27,29
- Kász, M. 26,36
- Kayukov, A. 82
- Kheifets, A. 27
- Kirschner, J. 41
- Klepper, O. 45
- Kliemant, M. 15,20
- Kluge, J. 53
- Knapp, A. 26,27,86
- Kniese, S. 15,20
- Koczon, P. 13
- Köhler, E. 83,81,89
- Kohlmeyer, B. 18
- Kölichhaus, J. 88
- Koryukov, A. 82
- Kozuharov, C. 39,43,44,45,49
- Krämer, A. 52
- Kraus, I. 15,20
- Kreidi, K. 26
- Krings, Th. 44
- Kühl, Th. 46,53
- L**
- Landers, A. L. 27,34
- Landis, D. 49
- Lang, S. 13
- Liesen, D. 45,46
- Liu, Ch. 29
- Lineva, N. 40
- Loizides, C. 21
- Lungwitz, B. 15,20

<b>M</b>					
Ma, X.	45	Schössler, S.	24,26,29,41,77,86		
Madden, N.	49	Schramm, U.	53		
Mann, R.	43,52	Schuck, T.	13		
Markwitz, A.	64,65	Schütt, , P.	53		
Martin, M.	39	Schütze, M.	59		
Meckel, M.	35	Schüßler, E.	89		
Menzel, M.	13	Schwab, Th.	83,88		
Meurer, C.	15,20,86	Schwab, E.	13		
Meuter, W.	83,89	Schwalm, D.	53		
Meyer, J. D.	38,55,70,71,73,80,81,82,86	Senger, P.	13		
Mitrovski, M.	15,20,86	Seyler-Dielmann, P.	90		
Mokler, P. H.	45	Shin, Y.	13		
Moshhammer, R.	39	Shirkov, G.	82		
Murray, S.	49	Sierpovski, D.	45,44		
<b>N</b>		Silver, E.	49		
Naumann, L.	13	Smorlarski, M.	35		
Nickles, J.	27	Spillmann, U.	43,44,52		
Nolden, F.	53	Stachura, Z.	45		
Notfal, M.	39	Staudte, A.	29,30,35,78,86		
<b>O</b>		Steck, M.	49,45,53		
Odenweller, M.	77	Stekalovskij, O.	82		
Oeschler, H.	13	Stelzer, H.	84		
Olson, R. E.	43,52	Stiebing, K.	25,38,80,81,82,86		
Oršić Muthig, A.	43,44,45,51,52	Stock, R.	15,20,21,83,84		
Osipov, T.	27,30,34	Ströbele, H.	13,15,20,86		
<b>P</b>		Stöhlker, T.	39,43,44,45,46,49,50,51,46,52,53		
Petri, M.	70	Sturm, C.	13		
Ploskon, M.	13	Surzhykov, A.	43,44,50,51		
Pohlmann, S.	88	<b>T</b>			
Protic, D.	44	Tashenov, S.	43,52,44,50		
Prior, M. H.	27,30,32,34	Theisinger, W.	88		
<b>R</b>		Titze, J.	22,23,24,26,29,30,32,76,79		
Rauch, F.	74	Toennies, J. P.	36		
Renfordt, R.	15,20,83,84,86	Toleikis, S.	45		
Reuschl, R.	43	Trummel, M.	25		
Richard, A.	15,20	<b>U</b>			
Richter, S.	52	Ullmann-Pfleger, U.	52		
Riemann, H.	71	Ullrich, J.	39		
Rösch, J.	27	Urban, M.	83,89		
Rost, J.-M.	29	<b>V</b>			
Rudolphi, M.	62,64,65,67,69	Voss, S.	29		
Rüschmann, G.	83,89	Vranic, D.	84		
<b>S</b>		<b>W</b>			
Saathoff, G.	53	Wallauer, R.	30,32,		
Sandoval, A.	15,20	Warczak, A.	44,45		
Santos, A. C. F.	52	Weber, Th.	27,35		
Schachter, L.	38	Weckenbrock, M.	29,35,		
Scheikowski, J.	90	Wetzler, A.	15		
Scheinast, W.	18	Wiechula, J.	84,		
Schmah, A.	13	Wiedemann, B.	70,71,73,86		
Schmidt, H.	67,84	Wilms, D.	52		
Schmidt, L.	22,23,24,25,27,30,32	Wimmer, C.	25,26,29		
	34,41,73,76,79,81,82	Winkler, C.	41		
Schmidt-Böcking, H.	22,23,24,25,26,27,29,30,	<b>Z</b>			
	32,34,41,76,77,79,81,82	Zanger, E.	83,88		
Schneider, K.	81, 87	Ziel, P.	81, 87		
Schneider, T.	29	Zeidler, D.	35		
Schnopper, H.	49	Zimmer, M.	78		
Schöffler, M.	22,23,24,26,27,29,34,35,41,76,79	Zou, Y.	45		
		Zschau, H.E.	59		